



Propriétés et évolution des poussières du milieu interstellaire.

Nicolas Flagey

► To cite this version:

Nicolas Flagey. Propriétés et évolution des poussières du milieu interstellaire.. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT : . tel-00196456

HAL Id: tel-00196456

<https://theses.hal.science/tel-00196456>

Submitted on 12 Dec 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Propriétés et évolution des poussières du milieu interstellaire

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 10 Octobre 2007

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université Paris Sud XI

(spécialité astrophysique)

par

Nicolas FLAGEY

Composition du jury

Président : PINEAU-DES-FORETS Guillaume
Professeur, Institut d'Astrophysique Spatiale

Rapporteurs : DWEK Eli
Staff Scientist, Laboratory for Astronomy and Solar Physics, NASA Goddard Space Flight Center
MONTMERLE Thierry
Directeur de Recherches, Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble

Examineurs : BERNARD Jean Philippe
Chargé de Recherches, Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements
NORIEGA-CRESPO Alberto
Staff Scientist, Spitzer Space Center

Directeur de thèse : BOULANGER François
Directeur de Recherches, Institut d'Astrophysique Spatiale

Mis en page avec la classe thloria.

*"Every man is a moon and has a dark side which he never shows to anybody."
"Tout homme est une lune et possède une face cachée qu'il ne dévoile à personne."
Sam Clemens, aka Mark Twain*

Remerciements

L'obtention du titre de docteur peut être perçue comme un aboutissement très personnel qui se matérialise par la rédaction d'un manuscrit de plusieurs centaines de pages, et que je considère avec un sentiment partagé entre fierté et humilité. Ce titre, je le dois également à toutes ces personnes qui ont traversé ma vie, pour un instant ou pour toujours, et qui ont contribué, à leur façon, à ma réussite.

Si je ne devais remercier qu'une personne, il s'agirait de mon directeur de thèse : François Boulanger. Je pense que je n'aurais pas pu trouver meilleur encadrement que celui que tu m'as fourni pendant plus de trois années. Dès le jour où tu m'as présenté ce sujet de stage de DEA, j'ai su que j'aurais beaucoup de plaisir à travailler avec toi, et je ne me suis pas trompé. Tout au long de cette thèse, tu as su me donner le sens des responsabilités et me témoigner de la confiance que tu avais en moi. Tu m'as également fait découvrir la réalité de la recherche en astrophysique : souvent difficile mais toujours riche en rebondissements qu'il faut savoir prendre avec sourire et optimisme. Grâce à toi, j'ai énormément appris et progressé. Je sais que j'aurai encore la chance de progresser et apprendre énormément à tes côtés.

Je tiens aussi à remercier Laurent Verstraete et Monica Rubio. Grâce à vous, j'ai mis pour la première fois le pied à l'Institut d'Astrophysique Spatiale, dans le milieu interstellaire et au Chili. Merci de m'avoir fait découvrir cet institut où je me suis immédiatement senti à l'aise. Merci de m'avoir initié à cette thématique de la recherche en astrophysique qui correspondu si bien à mes attentes. Merci de m'avoir permis de m'exiler pendant près de trois mois à l'autre bout du monde et de découvrir ce merveilleux pays. Merci en particulier à Monica pour son chaleureux et bienveillant accueil et pour s'être si bien occupé de moi.

Je remercie également tous les chercheurs de feu l'équipe "Galaxies" de l'Institut d'Astrophysique Spatiale, car ils en sont l'âme et l'esprit, avec une mention spéciale pour : Marc-Antoine Miville-Deschênes, Guilaine Lagache, Alain Abergel, Anthony Jones. Merci à vous d'avoir toujours gardé votre porte ouverte pour moi.

J'aimerais dire merci aux thésards de l'Institut d'Astrophysique Spatiale. Mes remerciements vont d'abord à mes collègues de bureau de ces derniers mois (les plus importants) : Mathieu Compiègne et Pierre Guillard, pour leur bonne humeur inébranlable. Ils vont ensuite à toutes celles et ceux qui ont fait un bout de chemin avec moi, en en particulier, Nestor Fernandez Conde, Faustine Grosseemy, Nathalie Ysard et Antoine Gusdorf.

Pour m'avoir permis de travailler pendant six mois au Centre Spatial Spitzer, je suis très reconnaissant envers Alberto Noriega-Crespo et Sean Carey. Tout d'abord, vous m'avez accordé votre confiance en acceptant ma venue. Vous avez ensuite su m'intégrer rapidement au sein de votre équipe scientifique et vous m'avez permis de séjourner dans d'excellentes conditions sous le soleil de Californie. J'en profite pour remercier toutes les personnes qui ont participé à leur

manière à la réussite de ce séjour et plus spécifiquement : Phil Appleton, Roberta Paladini, Sachin Shenoy, Mary-Ellen Barba. Je remercie également les autres étudiants du programme d'accueil : Gregory Brunner, Sonali Shukla, Agnes Kospal et Pedro Beirao pour tous les bons moments passés ensembles. Je remercie tout particulièrement Caroline Bot pour sa grande générosité et pour avoir, depuis tant d'années, tracé le chemin que j'arpente maintenant. Grâce à vous tous, je me suis senti outre-atlantique comme chez moi.

Je souhaiterais remercier les membres de mon jury, pour m'avoir fait l'honneur d'accepter ce rôle. Je remercie en particulier mes rapporteurs, Thierry Montmerle et Eli Dwek, pour avoir lu mon manuscrit en détail et pour les collaborations futures que cette lecture aura fait naître. Merci à Jean-Philippe Bernard pour sa participation et les nombreux échanges que nous avons eu et aurons encore. Merci à Guillaume Pineau des Forêts pour avoir présidé ce jury.

Je pense également à des personnes dont j'ai brièvement croisé le chemin mais qui ont joué leur rôle : Richard Monier, pour ce premier stage de recherche en astrophysique à l'Observatoire de Strasbourg ; André Brahic, pour ce cours de DEA plein de vie et de passion ; Philippe Henarejos, pour deux articles parus à plus de 10 ans d'intervalle dans la revue *Ciel & Espace*.

Bien entendu, une thèse requiert une grande interaction avec l'administration et je me dois de remercier les personnels de l'IAS et du SSC pour m'avoir bien souvent facilité les démarches administratives et donc, la vie.

Enfin, cette thèse ne se serait pas déroulée dans de très bonnes conditions sans les personnes qui m'ont accompagné dans ma vie privée. Je remercie très chaleureusement mes proches, en commençant par Esra. Tu m'auras accompagné, supporté et soutenu pendant toutes ces années ... presque jusqu'au bout. J'espère du fond du coeur que nous aurons l'occasion de nous revoir, où que ce soit. Je remercie ensuite mes amis les plus fidèles : Nicolas (à tout docteur, tout honneur !) et Jérôme. Sans vous, la vie serait bien moins passionnante, agréable et drôle. Nicolas, malgré toutes tes déviances (et tu sais qu'elles sont nombreuses !), j'ai appris à te connaître et tu es devenu l'une de ces rares personnes auxquelles je peux tout dire. Jérôme, nous nous connaissons depuis si longtemps et pourtant, j'ai souvent regretté que nous ne soyons pas plus proche. Je sais maintenant que je t'apprécie aussi pour cela. Merci à Jenny, Mirsad, Thomas, Stéphane, Eglantine. Vous allez me manquer ... surtout pour les soirées Singstar/PES endiablées. Merci à Déborah : pour ton sourire et pour le rayon de soleil que tu m'as apporté en Californie. Je suis à la fois très heureux et assez inquiet d'y repartir en sachant que tu seras de la partie. Merci à Nathalie : pour la relectrice de charme que tu as été. Je pensais savoir où j'allais avec toi mais, comme en science, j'ai eu droit à mon lot de surprises. Je remercie enfin ma famille : ma mère et ma "petite" soeur. Vous avez toujours été et serez toujours présentes. Bien plus que je ne le suis.

Table des matières

Introduction

xv

Partie I Les poussières du milieu interstellaire

1

Chapitre 1

Le milieu interstellaire

3

1.1	Découverte et importance de la matière interstellaire	4
1.2	Présentation générale : matière et énergie interstellaire	4
1.3	Les phases du milieu interstellaire	5
1.3.1	Le milieu diffus	6
1.3.2	Les régions H II	7
1.3.3	Les nuages moléculaires	8
1.4	Évolution du milieu interstellaire	8
1.4.1	Cycles de vie et de mort	8
1.4.2	Abondances et déplétions	9

Chapitre 2

Les poussières interstellaires

13

2.1	Extinction	14
2.1.1	Méthodes de mesures	15
2.1.2	Courbe d'extinction	16
2.1.3	Sections efficaces	17

2.2	Émission infrarouge	18
2.2.1	À l'équilibre thermique	18
2.2.2	Hors l'équilibre thermique	20
2.2.3	Bandes aromatiques	20
2.2.4	Continuum infrarouge proche	26
2.2.5	Émission rouge étendue	26
2.2.6	Émission anormale	27
2.3	Chauffage du milieu interstellaire	27
2.3.1	Effet photoélectrique	28
2.3.2	Échange thermique entre grains et gaz	28
2.4	Évolution des poussières	29
2.4.1	Formation des grains	29
2.4.2	Évolution dans le milieu interstellaire	30
2.4.3	Distribution en taille	31

Chapitre 3

Un modèle de poussières

33

3.1	Un modèle parmi d'autres	34
3.1.1	Modèles silicate-graphite	34
3.1.2	Modèles coeur silicate manteau carboné	34
3.1.3	Modèles grains composites	35
3.1.4	Consensus	35
3.2	Présentation du modèle originel de Désert	36
3.2.1	Contraintes observationnelles	36
3.2.2	Propriétés optiques des grains	38
3.2.3	Distribution en taille	39
3.2.4	Conclusions sur le modèle originel	39
3.3	Mises à jour post-ISO	41
3.3.1	Sections efficaces PAHs et VSGs	41
3.3.2	Distributions de taille	41
3.4	Mises à jour post-Spitzer	42
3.4.1	Sections efficaces PAHs neutres et cations	42
3.4.2	Fraction d'ionisation	43
3.4.3	Mises à jour à venir et publication du nouveau modèle	44

Chapitre 4**Télescopes infrarouges spatiaux****45**

4.1	Le Télescope Spatial Spitzer	46
4.1.1	Le télescope	46
4.1.2	Les instruments	48
4.1.3	Les programmes d'observations	50
4.2	ISO	52
4.3	The Midcourse Space Experiment (MSX)	53
4.4	Infrared Astronomical Satellite (IRAS)	53
4.5	Cosmic Background Explorer (COBE)	54
4.6	AROME	55
4.7	InfraRed Telescope in Space (IRTS)	55

Partie II Les aromatiques du milieu diffus galactique

57

Chapitre 1**Le milieu diffus****59**

- 1.1 Caractéristiques principales 60
- 1.2 Précédentes observations 60

Chapitre 2**Les couleurs de l'émission diffuse****63**

- 2.1 Les observations en bandes larges de Spitzer 64
- 2.2 Les observations spectroscopiques ISOCAM/CVF 65
- 2.3 Réduction des données 66
- 2.4 Diagrammes de corrélation 66
- 2.5 Corrections d'extinction 67
- 2.6 Corrections par les raies du gaz 68
- 2.7 Résultats et incertitudes 70

Chapitre 3**Spectre infrarouge moyen du milieu diffus galactique****73**

- 3.1 Construction du spectre 74
- 3.2 Continuum proche infrarouge et bande à 3.3 microns 75
- 3.3 Comparaison avec les couleurs DIRBE 75

Chapitre 4**Diagnostics spectroscopiques****77**

- 4.1 Méthode de diagnostic 78
- 4.2 Intensité relative de la bande à 3.3 microns 79
- 4.3 Rapport des bandes à 7.7 et 11.3 microns 80
- 4.4 Taille et état d'ionisation des aromatiques 81
 - 4.4.1 Ligne de visée principale 81
 - 4.4.2 Variations champ à champ 83
- 4.5 Extension du spectre de référence aux plus grandes longueurs d'onde 85

Chapitre 5**Origine du continuum proche infrarouge****87**

5.1	Nébuleuses par réflexion	88
5.1.1	Les interprétations rejetées	88
5.1.2	Modèle de fluctuations en température de petits grains	88
5.1.3	Émission hors équilibre de grandes molécules	90
5.2	Couleurs des galaxies	91
5.3	Lumière diffusée	91
5.4	Fluorescence des aromatiques	92
5.5	Origine de la bande à $3.3 \mu\text{m}$	93

Chapitre 6**Conclusions****95**

Chapitre 1**Le Nuage Moléculaire du Taureau****99**

- 1.1 Présentation du Nuage Moléculaire du Taureau 100
- 1.2 Importance du Nuage Moléculaire du Taureau 100

Chapitre 2**Réduction des données Spitzer****103**

- 2.1 Traitement des données MIPS 160 microns 104
 - 2.1.1 Chaîne d'acquisition du signal 104
 - 2.1.2 Inversion du problème 105
- 2.2 Validation de la méthode 106
- 2.3 Traitement des données MIPS 24 microns et IRAC 8 microns 107
 - 2.3.1 Lumière zodiacale 107
 - 2.3.2 Application aux données Spitzer 109

Chapitre 3**Propriétés de la poussières pour l'émission étendue****113**

- 3.1 Comparaison des données sur l'émission infrarouge 114
 - 3.1.1 Cartes IRAC à 8 μm et MIPS à 24 μm 114
 - 3.1.2 Cartes MIPS à 24 μm et IRIS à 60 μm 114
 - 3.1.3 Cartes IRIS à 60 μm et IRIS à 100 μm 117
 - 3.1.4 Cartes IRIS à 100 μm et MIPS à 160 μm 117
 - 3.1.5 Commentaires sur la comparaison des cartes d'émission infrarouge . . 118
 - 3.1.6 Distribution spectrale d'énergie de l'émission étendue 118
- 3.2 Température de la poussière 119
- 3.3 Cartes du gaz 120

Chapitre 4**Comparaison avec la carte d'extinction****123**

- 4.1 Carte d'extinction 124
- 4.2 Comparaison émission infrarouge et extinction 125
 - 4.2.1 Canal MIPS à 160 μm 125

4.2.2	Un modèle simple	125
4.2.3	Résultats de la modélisation	126
4.2.4	Vers une modélisation plus réaliste	128

Chapitre 5	
Conclusions	131

Partie IV Une supernova dans la nébuleuse de l'Aigle

133

Chapitre 1**La nébuleuse de l'Aigle****135**

- 1.1 Présentation générale 136
- 1.2 L'amas NGC6611 137
- 1.3 Les Piliers de la Création 137

Chapitre 2**Observations****141**

- 2.1 Données infrarouges 142
 - 2.1.1 En dessous de $\sim 10 \mu\text{m}$ 142
 - 2.1.2 Entre $\sim 10 \mu\text{m}$ et $\sim 30 \mu\text{m}$ 142
 - 2.1.3 Au-delà de $30 \mu\text{m}$ 144
 - 2.1.4 Notes sur les données MIPS à 24 microns 146
- 2.2 La Nébuleuse de l'Aigle en infrarouge 149

Chapitre 3**Distributions spectrales d'énergie****159**

- 3.1 Méthode d'obtention 160
- 3.2 Les structures particulières de M16 160
 - 3.2.1 Les piliers 160
 - 3.2.2 La coquille interne 160
 - 3.2.3 Commentaires 162
- 3.3 Échantillon de comparaison 163
 - 3.3.1 Remarque sur les bulles 165
 - 3.3.2 Conclusions 166

Chapitre 4**Une coquille de poussières chaudes****169**

- 4.1 Ajustement des données 170
 - 4.1.1 Température de couleur 170
 - 4.1.2 Avec le modèle 170
- 4.2 Source de chauffage 172

4.2.1	Chauffage radiatif	172
4.2.2	Chauffage collisionnel	174
4.3	Hypothèse vents stellaires	176
4.3.1	Indications à partir des luminosités	176
4.3.2	Indications à partir de la pression	176

Chapitre 5 L'hypothèse supernova	179
---	------------

5.1	Rappels sur les supernovae	180
5.1.1	Un peu d'histoire	180
5.1.2	Données observationnelles	181
5.1.3	Fréquence d'apparition	182
5.1.4	Scénarii de formation	183
5.2	Hypothèse supernova	184
5.2.1	Refroidissement du gaz	184
5.2.2	Interprétation des observations non infrarouges	188

Chapitre 6 Le destin des Piliers de la Création	195
--	------------

6.1	Constat sur la morphologie	196
6.2	Formation des piliers par le choc principal de la supernova	197
6.3	Choc en retour	199

Chapitre 7 Conclusions	201
---	------------

Partie V Conclusions et Perspectives	203
---	------------

Annexes	207
----------------	------------

Annexe A	
Premier article	209

Annexe B	
Deuxième article	221

Annexe C	
Publications	235

C.1 Publications dans des revues à comité de lectures	236
C.2 Publications suite à des conférences	236
C.3 Conférences	236
C.4 Posters	236
C.5 Séjour	237
C.6 Récompense	237
C.7 Articles de vulgarisation	237

Bibliographie	239
----------------------	------------

Table des figures	247
--------------------------	------------

Liste des tableaux	253
---------------------------	------------

Résumé	255
---------------	------------

Abstract	257
-----------------	------------

Introduction

L'astronomie est sans doute l'une des plus anciennes des sciences naturelles tout en étant l'une des plus vivantes et des plus populaires. Depuis des millénaires en effet, les hommes cherchent à comprendre le ciel, projection de l'Univers qui les entoure, même s'ils lui donnent parfois plus d'importance qu'ils ne le devraient, en y voyant signes divins et divers. Depuis le siècle dernier, grâce à l'avènement non seulement de la physique moderne mais aussi et surtout des techniques spatiales, la recherche astrophysique s'est considérablement développée. Les limites de l'Univers sont repoussées toujours plus loin, soulevant plus de questions qu'elles n'apportent de réponses. Presque quotidiennement maintenant, la recherche en astrophysique révèle de nouveaux mystères et toujours plus de merveilles célestes. Le rêve qui a débuté lorsque les premiers hommes ont levé le nez sous un ciel étoilé se poursuit et n'est donc pas sur le point de s'arrêter.

Si j'ai décidé de me lancer dans la recherche en astrophysique, c'est justement parce que cette science allie le rationalisme à la passion, la quête de connaissance à l'émerveillement lyrique. Parmi tous les domaines de l'astrophysique, celui qui m'a le plus attiré est le poussiéreux milieu interstellaire, accompagné de ses nébuleuses, ses nuages, ses draperies, ses filaments, ses formes ondulantes. La motivation que j'ai de percer certains de ses secrets est conservée intacte par la beauté des observations de ces environnements.

Bien entendu, l'étude du milieu interstellaire a un énorme intérêt scientifique car la majorité du volume d'une galaxie appartient au milieu interstellaire. Il est brassé et enrichi en éléments lourds par les processus dynamiques qui se produisent au sein d'une galaxie ainsi que le cycle de vie et de mort des étoiles qui s'y trouvent. L'analyse du gaz et des poussières qui le composent permet de comprendre l'évolution des étoiles, des galaxies, de l'Univers. Dans le milieu interstellaire, même si elles ne représentent que 1% de sa masse, les poussières jouent un rôle très important : elles absorbent le rayonnement ultraviolet et réémettent l'énergie absorbée dans l'infrarouge et le submillimétrique, elles sont la principale source de chauffage du milieu interstellaire via l'effet photoélectrique et le catalyseur de réactions chimiques.

Au cours de ma thèse, je me suis consacré à l'étude du milieu interstellaire de notre galaxie, la Voie Lactée. Je me suis intéressé aux propriétés des grains de poussières en tâchant de les mettre en relation avec les conditions physiques du milieu interstellaire. J'ai également cherché à établir un lien entre l'évolution des poussières et la structure du milieu interstellaire ainsi que la formation stellaire.

Dans une première partie, je détaillerai les caractéristiques générales du milieu interstellaire

et l'importance de l'étude des poussières. Je présenterai également le modèle de poussières que j'ai utilisé et mis à jour, ainsi que les télescopes et instruments dont j'ai analysé les données au cours de ma thèse. Les trois parties suivantes correspondent aux trois milieux que j'ai étudiés : le milieu diffus galactique, un nuage moléculaire et une région de formation d'étoiles massives. Tout d'abord, j'ai analysé une ligne de visée du milieu diffus Galactique pour caractériser les poussières interstellaires. J'ai utilisé notre modèle de poussières pour contraindre les propriétés des plus petites d'entre elles en terme de taille moyenne et de fraction d'ionisation. J'ai également cherché à quantifier les variations de ces propriétés à grande échelle au travers de la Galaxie. Ensuite, j'ai utilisé les observations infrarouges du Nuage Moléculaire du Taureau pour caractériser l'évolution des grains à la surface des nuages denses, avant que la formation d'étoiles ne débute. Enfin, j'ai eu la chance de travailler sur les données de la Nébuleuse de l'Aigle et ses fameux Piliers de la Création. Les observations infrarouges de cette région ont révélé – et cela était particulièrement inattendu dans le cadre de ma thèse – la présence d'une coquille de poussières chaudes dont l'existence ne peut être interprétée que si elle est un reste de supernova. Je terminerai comme il se doit par des perspectives sur lesquelles débouchent mon travail de thèse et que je compte poursuivre dans les années à venir.

Première partie

Les poussières du milieu interstellaire

1

Le milieu interstellaire

Sommaire

1.1	Découverte et importance de la matière interstellaire	4
1.2	Présentation générale : matière et énergie interstellaire	4
1.3	Les phases du milieu interstellaire	5
1.3.1	Le milieu diffus	6
1.3.2	Les régions H II	7
1.3.3	Les nuages moléculaires	8
1.4	Évolution du milieu interstellaire	8
1.4.1	Cycles de vie et de mort	8
1.4.2	Abondances et déplétions	9

1.1 Découverte et importance de la matière interstellaire

En 1904, Hartmann observait des étoiles doubles, parmi lesquelles δ *Orionis* de la ceinture d'Orion. Dans le spectre de cette binaire, il détecta la bande K du calcium en absorption. Quand bien même cette dernière était extrêmement faible, elle présentait une caractéristique qui frappa immédiatement Hartmann : la raie à 3934 ne montrait aucun signe de variation périodique de sa position, ce qui était attendu dans le cas où la matière provenait de l'atmosphère de l'étoile. Au contraire, cette position fixe en longueur d'onde amena Hartmann à conclure sur la nature non stellaire du gaz qu'il avait observé. Ce gaz devait forcément se situer sur la ligne de visée de δ *Orionis*, entre l'étoile et la Terre. Cette découverte constitua la première preuve de l'existence de matière interstellaire, même si la présence de nuages sombres avait déjà été reportée grâce à des photographies réalisées par Barnard, Ross et Wolf. La recherche sur le milieu interstellaire était lancée.

L'étude de la matière interstellaire est étroitement liée au cycle de vie et de mort des étoiles. L'effondrement gravitationnel des régions les plus denses du milieu interstellaire est à l'origine de véritables pouponnières d'étoiles. En retour, tout au long de leur vie et jusque dans leur mort parfois explosive, ces astres façonnent le milieu ambiant et l'enrichissent en élément de plus en plus lourd formés par réactions thermonucléaires au coeur des étoiles. Cet échange de matière entre les étoiles et le milieu qui les sépare est permanent et se produit non seulement au sein de toute galaxie mais aussi entre chaque galaxie et le milieu intergalactique. L'étude du milieu interstellaire est également primordiale car il s'agit systématiquement d'un avant plan pour toute observation extra-solaire.

La matière interstellaire se compose d'une part de gaz, majoritairement de l'hydrogène, et d'autre part, de particules solides de poussières, qui contiennent l'essentiel des métaux¹. Les poussières jouent des rôles extrêmement importants dans la physique et la chimie du milieu interstellaire et elles sont l'objet central de ma thèse.

1.2 Présentation générale : matière et énergie interstellaire

Par définition, le milieu interstellaire englobe tout ce qui se trouve entre les étoiles. Il s'agit donc de l'immense majorité du volume qu'occupe une galaxie. Contrairement à ce qui était communément admis au XIX^e siècle, dans le cadre de l'existence d'un éther sur lequel la lumière se propagerait, cet environnement n'est pas vide. De plus, au début du siècle dernier, les vents solaires étaient connus car ils permettaient d'expliquer le phénomène d'aurore polaire. En faisant l'hypothèse réaliste que toutes les étoiles de l'univers en faisaient autant, il était fort légitime de penser que le milieu interstellaire était rempli de particules. En fait, la densité du milieu interstellaire est extrêmement basse, environ 1 particule par centimètre cube en moyenne, ce qui représente un milieu 10^{19} fois plus ténu que l'air que nous respirons. En conséquent, la plus grande partie du volume de notre galaxie ne représente qu'une très petite fraction de sa masse

¹ Les métaux de l'astrophysicien sont tous les éléments plus lourds que l'Hélium.

totale (environ 5% de la masse des étoiles, environ 0.5% de la masse totale dominée par la matière noire). La masse du milieu interstellaire est due pour 70% à l'hydrogène, 28% à l'hélium et pour les 2% restants à des éléments plus lourds dont les principaux sont l'oxygène, le carbone, l'azote, le magnésium, le silicium, le fer et le soufre. Ces éléments se retrouvent aussi bien dans le gaz, sous forme atomique ou moléculaire, que dans les grains de poussières.

Le milieu interstellaire est en permanence baigné par des photons, des particules de haute énergie et un champ magnétique tandis que des mouvements de turbulence le parcourent. Le rayonnement est principalement d'origine stellaire mais il faut y ajouter le rayonnement cosmologique à 2.7 K et le rayonnement produit par le milieu interstellaire lui-même (émission X du gaz chaud, émission infrarouge des poussières, ...). Les mouvements aléatoires que subit le milieu interstellaire sont dus à la fois à la rotation de la galaxie, aux vents stellaires et aux explosions de supernovae. La combinaison de ces différents processus rend parfois l'étude du milieu interstellaire très complexe, d'autant plus que leurs énergies respectives ne permettent pas d'en négliger l'un ou l'autre car, en moyenne et dans le voisinage solaire, ils sont du même ordre de grandeur ($\sim 1 \text{ eV cm}^3$ pour le champ de rayonnement, le champ magnétique et les particules de haute énergie).

1.3 Les phases du milieu interstellaire

Le milieu interstellaire est un mélange de gaz et de poussières soumis en permanence à de nombreux processus qui génèrent des conditions physiques extrêmement variées, des plasmas très chauds et ténus aux nuages denses et froids. La représentation habituelle du milieu interstellaire est la suivante : des nuages froids et denses baignent dans un milieu internuage chaud et ténu. C'est une telle image à deux phases que Field et al. (1969) ont tout d'abord proposée. McKee & Ostriker (1977) ont détaillé cette représentation en étudiant l'impact des explosions de supernovae dans le milieu interstellaire et ont proposé un modèle à quatre phases. Suivant les auteurs et l'objet de leur analyse, le nombre de phases et leurs caractéristiques peuvent légèrement varier. Il est cependant important de noter que le milieu interstellaire est turbulent et que le terme de phase et/ou nuage est en fait erroné et peut mener à une mauvaise représentation de la réalité. J'adopte ici une description qui se veut consensuelle. Je détaille ci-après les différentes phases et la Table 1.1 résume leurs principales caractéristiques (température, densité, état de l'hydrogène et fraction du volume occupée).

Le milieu interstellaire peut être séparé en plusieurs composantes : milieu interstellaire diffus, nuages moléculaires et régions H II. Le milieu diffus n'est ni gravitationnellement lié, contrairement aux nuages moléculaires, ni localisé, contrairement aux régions H II.

Phase	Densité (cm ⁻³)	Température (K)	Volume	Hydrogène
Nuage moléculaire (MC)	10 ² – 10 ⁶	20-50	< 1 %	H ₂
Milieu neutre froid (CNM)	1 – 10 ³	50-100	1-5 %	H I
Milieu neutre chaud (WNM)	0.1 – 10	10 ³ – 10 ⁴	10-20 %	H I
Milieu ionisé chaud (WIM)	10 ⁻²	10 ³ – 10 ⁴	20-50 %	H II
Région H II	10 ² – 10 ⁴	10 ⁴	10 %	H II
Milieu ionisé très chaud(HIM)	10 ⁻⁴ – 10 ⁻²	10 ⁵ – 10 ⁷	30-70 %	H II

TAB. 1.1 – Les différentes phases du milieu interstellaire ainsi que leurs caractéristiques principales. La dernière colonne montre l'état dans lequel se trouve majoritairement l'hydrogène.

1.3.1 Le milieu diffus

Le milieu ionisé et très chaud

Une première phase occupe l'essentiel du volume du milieu interstellaire mais ne représente qu'une faible fraction de sa masse. Elle est très peu dense, mais également très chaude et ionisée. On la note couramment HIM (pour *Hot Interstellar Medium*). Cette phase avait été imaginée par Spitzer (1956) pour justifier la pression nécessaire au confinement des nuages froids, qui ne sont pas gravitationnellement liés. En effet, cette pression $P/k \simeq 10^3 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ est un ordre de grandeur supérieure à celle du milieu chaud ionisé (voir ci-après). Cette phase résulte de l'action des supernovae sur leur environnement et forme généralement de grandes bulles. Elle émet principalement des rayons X mous ($< 1 \text{ keV}$), qui tracent la présence de gaz chauffé à plus de 10^5 K , et des raies d'espèces fortement ionisées (O VI, N V, ...), qui sont la preuve d'un processus d'ionisation collisionnelle et non radiative. Ces raies apparaissent en absorption dans le domaine de l'ultraviolet pour des températures de l'ordre de 10^5 K (raies de O VI à 103.2 et 103.8) mais peuvent aussi être détectées en émission aux longueurs d'onde X pour des températures de l'ordre de 10^6 K (raies de O VII et O VIII). Une émission X thermique continue est également caractéristique de la phase HIM et est produite par les émissions libre-libre ou libre-liée typiques des plasmas chauds.

Le gaz contenu dans la phase HIM est celui qui constitue les cheminées et fontaines galactiques : du gaz chaud monte dans le halo de la galaxie, se refroidit et se condense avant de retomber vers le plan galactique. La quantité de matière qui subit ce traitement serait comparable à celle produite par formation stellaire. On détecte ces nuages en hydrogène atomique à 21 cm sous forme de HVCs (pour *High Velocity Clouds*) se déplaçant à plusieurs dizaines de km.s^{-1} (voir par exemple Miville-Deschênes et al. 2005).

Les milieux ionisé-chaud et neutre-chaud

Le gaz chaud et ionisé (WIM pour *Warm Ionized Medium*) est généralement diffus et peut provenir de l'échappement de matière d'une région H II par effet champagne ou de l'ionisation

du milieu neutre diffus. On ne la détecte pas en rayons X mais elle est toujours visible en émission continuum libre-libre et libre-liée, raies de recombinaison et raies interdites. Cette phase représente généralement l’enveloppe la plus extérieure d’un nuage.

La partie la plus intérieure de l’enveloppe d’un nuage est en partie protégée du rayonnement ionisant par l’enveloppe externe et l’hydrogène y est donc majoritairement neutre. Cet écrantage n’est cependant pas suffisant pour empêcher les rayons X mous de chauffer cette phase à environ 8000 K. On peut détecter cette phase neutre et chaude (WNM pour *Warm Neutral Medium*) grâce à la raie à 21 cm de l’hydrogène atomique.

Le milieu neutre et froid

La phase la plus froide et la plus dense du milieu interstellaire est la plus importante en masse et la moins importante en volume. Elle compose l’intérieur des nuages diffus où le rayonnement ionisant est écranté. L’hydrogène y est majoritairement atomique et cette phase peut donc être détectée grâce à la raie de H I à 21 cm. Les masses respectives du CNM (pour *Cold Neutral Medium*) et du WNM sont similaires. Dans les régions les plus denses du CNM on détecte l’hydrogène sous forme moléculaire. La présence de H₂ dans le CNM semble plutôt être la règle d’après les observations en absorption réalisées par FUSE (Richter et al. 2003).

L’ensemble des phases CNM, WNM, WIM et HIM se retrouvent dans le milieu interstellaire diffus. Elles s’architecturent en ce que l’on a pris pour habitude de nommer nuages (voir Fig. 1.1), par analogie avec l’atmosphère terrestre. Les zones les plus denses forment le squelette de ces structures complexes du milieu interstellaire tandis que les régions les plus ténues s’organisent pour l’envelopper. Ce type d’agencement se retrouve à toutes les échelles du milieu diffus, sur des dimensions spatiales qui vont de l’unité astronomique à des tailles galactiques. Le milieu diffus est ainsi parfois qualifié d’autosimilaire.

1.3.2 Les régions H II

Un milieu chaud et fortement ionisé, différent des phases HIM et WIM, est constitué par les petites coquilles qui se forment autour d’étoiles chaudes (type O ou B). Ces étoiles émettent la plupart de leur rayonnement aux longueurs d’onde ultraviolettes, ce qui a pour conséquence de ioniser l’hydrogène et les autres espèces du gaz environnant (oxygène, hélium). Il se forme ainsi une sphère dite de Störmgren autour de l’étoile qui résulte de l’équilibre entre son flux ionisant ($h\nu > 13.6$ eV) et le taux de recombinaison des électrons. Le rayon de cette sphère, à l’intérieur de laquelle l’hydrogène est presque totalement ionisé, est de l’ordre du parsec pour une étoile de type O5, dans un milieu de densité 10^3 cm^{-3} et une température électronique de 10^4 K. En fonction de la densité du milieu dans lequel l’étoile s’est formée, il existe en réalité des régions H II raréfiées et très étendues (taille approchant l’épaisseur de la galaxie) ou denses et (ultra-)compactes (taille de l’ordre de l’année lumière). Bien entendu, une région H II réelle est rarement sphérique pour de nombreuses raisons : formation des étoiles par amas plutôt qu’isolés, à la surface d’un nuage plutôt qu’en son centre, dans un milieu hétérogène plutôt qu’homogène.

Ainsi, une étoile chaude qui vient de naître forme une région H II qui perce rapidement le nuage et se déverse alors à l'extérieur, étant donnée sa pression élevée. C'est ce qu'on appelle l'effet champagne (Yorke et al. 1989).

Les régions H II sont caractérisées par une émission continue (libre-libre, libre-liée) que l'on retrouve dans tous les plasmas chauds, de manière analogue au milieu HIM. La présence de poussières chauffées par l'étoile produit à la fois une absorption (dans l'ultraviolet) et une émission (dans l'infrarouge). De nombreuses raies de recombinaison sont également émises par désexcitation radiative des atomes depuis des niveaux élevés ainsi que des raies interdites. La raie H_α (656.3 nm) est l'une des plus importantes raies de recombinaison, tandis que les raies interdites les plus communes sont celles de [N II], [S II], [O II] ou [O III] dans le domaine visible.

Lorsque l'on s'éloigne de l'étoile centrale, le rayonnement non ionisant pour l'hydrogène atomique ($h\nu < 13.6$ eV), mais dissociant pour l'hydrogène moléculaire ($h\nu > 11.2$ eV), génère une couche à l'interface entre le milieu dense où est née l'étoile et la région H II qu'elle a créée. Cette interface porte le nom de région de photodissociation ou photodominée (PDR) parmi lesquelles on citera la Tête de Cheval qui a fait l'objet d'une étude récente par Compiègne (2007).

1.3.3 Les nuages moléculaires

Lorsqu'un nuage du milieu diffus s'effondre sur lui-même sous l'effet de sa propre masse, la densité y devient par endroit si importante que l'ensemble de l'hydrogène atomique forme de l'hydrogène moléculaire. Cette structure gravitationnellement liée forme alors un nuage moléculaire. Les régions les plus internes des nuages sont à la fois opaques au rayonnement ionisant et dissociant grâce à l'écrantage produit par les couches supérieures du nuage où l'on retrouve les phases du CNM, WNM, WIM puis HIM à mesure que l'on s'éloigne du nuage. De tels objets peuvent être des complexes moléculaires géants dont la masse totale est de l'ordre de $10^6 M_\odot$ qui s'étendent sur plusieurs dizaines de parsecs ou des condensations plus petites qu'un parsec et contenant l'équivalent de moins de $50 M_\odot$. Un nuage moléculaire ou dense aura, tout comme un nuage diffus, une structure similaire à celle présentée par la figure 1.1, mais avec une région supplémentaire au centre où l'hydrogène est majoritairement moléculaire.

1.4 Évolution du milieu interstellaire

1.4.1 Cycles de vie et de mort

L'évolution du milieu interstellaire et de ses différentes phases est intimement liée au cycle de vie et de mort des étoiles. Le but n'étant pas ici de faire un rappel sur l'évolution stellaire, je n'en présente que brièvement et de manière très schématique les grandes étapes. Au coeur des nuages moléculaires, là où la densité est telle que la matière s'effondre sur elle-même, se forment les étoiles. Grâce à leurs vents et à leur rayonnement, elles dissocient et ionisent leur environnement. Les étoiles les plus chaudes créent autour d'elles des régions H II qui enrichissent également le milieu interstellaire ionisé. En fin de vie, les étoiles les plus massives explosent en supernovae,

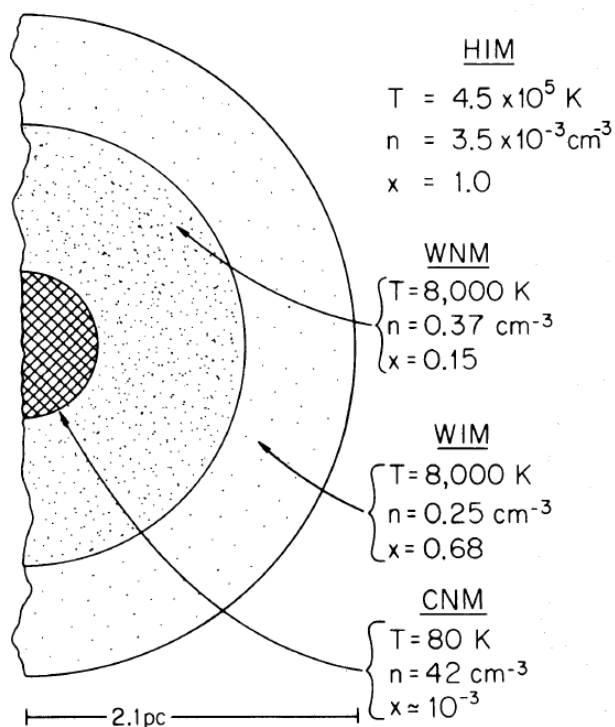


FIG. 1.1 – Représentation schématique de la structure du milieu interstellaire. Les phases les plus chaudes et ténues entourent les phases les plus froides et denses. La température, la densité et la fraction d'hydrogène ionisé sont indiquées. D'après McKee & Ostriker (1977)

dont l'onde de choc détruit jusqu'au nuage moléculaire où elles sont nées. Les régions ionisées dont la source d'ionisation s'est éteinte redeviennent rapidement neutre car la recombinaison n'est alors plus équilibrée. Enfin, peu à peu sous l'effet de la condensation gravitationnelle, les phases les plus froides forment des nuages diffus qui s'effondrent à nouveau pour évoluer vers des nuages moléculaires.

1.4.2 Abondances et déplétions

Une propriété importante de l'évolution du milieu interstellaire est son enrichissement progressif en métaux qui fait suite à la libération par les étoiles des éléments lourds qu'elles ont produits par nucléosynthèse en leur sein. Si l'on remonte aux origines de l'Univers, la matière était alors composée de 76 % en masse d'hydrogène, de 24% en masse d'hélium et de traces d'éléments plus lourds. Les premières étoiles qui se sont formées, avec des abondances de ce type, ont ainsi été les premières à enrichir le milieu interstellaire en métaux via leur vents et en explosant en supernovae. Les générations successives d'étoiles ont poursuivi cet enrichissement jusqu'à une composition en masse de 73 % d'hydrogène, 25 % d'hélium et 2 % de métaux. Notons au passage que si les étoiles libéraient l'intégralité de leur matière dans le milieu interstellaire, la fraction des métaux devrait être plus élevée. En réalité, toutes les étoiles laissent un résidu en fin de vie

Élément	Étoiles			Gas	Poussières		
	A_{\odot}	$A_{F,G}$	A_B		A_{\odot}	$A_{F,G}$	A_B
C	391	358	190	108	283	250	82
N	85.2	...	64.7	75	10.2	...	0
O	545	445	350	319	226	126	31
Mg	34.5	42.7	23	≈ 0	34.5	42.7	23
Si	34.4	39.9	18.8	≈ 0	34.4	39.9	18.8
Fe	28.1	27.9	28.5	≈ 0	28.1	27.9	28.5

TAB. 1.2 – Abondances totales, gazeuses et solides, en particules par millions d’atomes d’hydrogène (d’après Zubko et al. 2004, et références incluses).

(naine blanche, étoile à neutron ou trou noir) où une partie de leur matière se retrouve piégée par attraction gravitationnelle.

Les abondances des éléments mesurées dans le système solaire peuvent parfois être prises comme référence. L’obtention de ces abondances peut se faire par spectroscopie de la photosphère solaire ou par analyse d’échantillons météoritiques. Ces deux méthodes donnent des résultats très similaires, sauf en ce qui concerne l’Hydrogène, le Lithium, le Carbone, l’Azote et l’Oxygène. La sous abondance du Li dans la photosphère solaire s’explique par la facilité avec laquelle cet élément est détruit dans les étoiles. La sous abondance de H, C, N et O dans les météorites s’explique par leur volatilité élevée. Les abondances solaires de quelques éléments importants, données dans la Table 1.2 en particules par millions d’atomes d’hydrogène, tiennent compte de ces effets. On admet généralement que ces abondances sont celles du nuage dans lequel s’est formé le système solaire. Ces valeurs sont sujettes à des incertitudes importantes.

Lorsque l’on cherche à mesurer les abondances des éléments dans d’autres environnements, on utilise l’absorption le long d’une ligne de visée (gaz interstellaire) ou un spectre photosphérique (étoiles). Ces abondances sont bien entendu variables au travers de la Galaxie. D’une part, le Soleil est âgé d’environ 5 milliards d’années tandis que d’autres étoiles sont plus vieilles ou plus jeunes et se sont donc formées lorsque la métallicité était plus faible ou plus élevée, respectivement. Les étoiles les plus jeunes (OB) tracent ainsi les abondances récentes du milieu dans lequel elles sont nées. La Table 1.2 montre qu’il y a un écart significatif avec les abondances solaires dont on ignore encore l’origine. Par exemple, l’apport de matériau provenant de l’explosion d’une supernova pourrait être la cause de la surabondance de métaux dans le système solaire. D’autre part, l’étude d’objets d’âge identique en différents endroits de la Voie Lactée montre une diminution de la métallicité lorsque l’on s’éloigne du centre de la Galaxie. On explique cette tendance par un taux de formation stellaire plus élevé proche du noyau de la Galaxie que dans les bras spiraux, ce qui y provoque un enrichissement en métaux plus rapide.

La comparaison des abondances dans le milieu interstellaire et de celles des étoiles montre un désaccord important sur de nombreux éléments. Ainsi, la totalité du Silicium, du Magnésium et du Fer que l’on détecte dans les atmosphères stellaires est absente du gaz interstellaire. Une

fraction significative du Carbone et de l'Oxygène est également manquante. On parle de déplétion en éléments lourds que l'on attribue aux poussières du milieu interstellaire. On peut déduire de ces déplétions un rapport de masse gaz sur poussières. Ce rapport va être directement relié à la métallicité globale d'une région : plus la métallicité sera élevée, plus la masse de poussières sera importante. Li (2004b) a déduit des déplétions de Si, Mg, Fe, C et O un rapport gaz sur poussières de ~ 165 dans le milieu interstellaire de notre Galaxie.

Les poussières interstellaires

Sommaire

2.1	Extinction	14
2.1.1	Méthodes de mesures	15
2.1.2	Courbe d'extinction	16
2.1.3	Sections efficaces	17
2.2	Émission infrarouge	18
2.2.1	À l'équilibre thermique	18
2.2.2	Hors l'équilibre thermique	20
2.2.3	Bandes aromatiques	20
2.2.4	Continuum infrarouge proche	26
2.2.5	Émission rouge étendue	26
2.2.6	Émission anormale	27
2.3	Chauffage du milieu interstellaire	27
2.3.1	Effet photoélectrique	28
2.3.2	Échange thermique entre grains et gaz	28
2.4	Évolution des poussières	29
2.4.1	Formation des grains	29
2.4.2	Évolution dans le milieu interstellaire	30
2.4.3	Distribution en taille	31

Les grains de poussières représentent la phase solide du milieu interstellaire, par opposition au gaz, auquel ils sont étroitement liés. La taille de ces grains va du nanomètre au micron et leur masse ne représente que $\sim 1\%$ de celle du milieu interstellaire. Cependant, leur rôle dans les équilibres physiques et chimiques est souvent primordial. Dans cette partie, je vais détailler les principaux processus dans lesquels les poussières interviennent, en tâchant de les mettre en relation avec les méthodes observationnelles utilisées pour remonter aux propriétés des grains

La poussière affecte le rayonnement en absorbant et diffusant la lumière visible et ultraviolette des étoiles. Chauffés, les grains de poussières réémettent alors l'énergie absorbée à des longueurs d'onde plus courtes, dans l'infrarouge et le submillimétrique. Une partie de cette émission est polarisée. La surface des grains représente un lieu idéal pour former de nombreuses molécules que l'on détecte dans des manteaux de glace ou, après évaporation, dans le gaz interstellaire. Les poussières sont intimement liées au gaz et sont la source principale de chauffage du milieu interstellaire via l'effet photo-électrique. Je terminerai en abordant la question de l'évolution des poussières, depuis leur formation jusqu'à leur destruction.

2.1 Extinction

L'extinction du rayonnement des étoiles par les poussières interstellaires est due à la combinaison de deux phénomènes. D'une part, les poussières diffusent les photons incidents dans toutes les directions. D'autre part, elles absorbent les photons. L'efficacité de ces deux processus dépend à la fois de la nature des poussières (taille, forme, composition ...) et de celle du rayonnement incident (dureté, intensité ...). L'extinction A_λ est le rapport entre le flux $I(\lambda)$ après la traversée du nuage de poussières et le flux $I_0(\lambda)$ à l'entrée du nuage, où les flux sont donnés en magnitudes :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \times 10^{-(A_\lambda/2.5)} = I_0(\lambda) \times \exp(-\tau_\lambda) \quad (2.1)$$

où $\tau_\lambda = 0.921 \times A_\lambda$ est l'épaisseur optique. On définit également l'excès de couleur entre deux bandes spectrales λ_1 et λ_2 :

$$E(\lambda_1 - \lambda_2) = A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2} \quad (2.2)$$

et le paramètre R , rapport entre extinction totale et sélective, qui suffit à définir la courbe d'extinction (Cardelli et al. 1989) :

$$R = A_V/E(B - V) \quad (2.3)$$

où B et V représentent les bandes spectrales larges bleue et visible de Johnson, centrées respectivement vers 4400 et 5500 Å. Sur la courbe d'extinction moyenne du milieu interstellaire diffus de notre Galaxie, $R = 3.1$. Cependant, des écarts à cette valeur ont été observés et on fait alors référence à une extinction dite anormale (voir par exemple Chini & Wargau 1990, pour

des observations de M16). Ces écarts peuvent avoir pour origine d'importantes modifications des propriétés des poussières (taille, nature ...).

2.1.1 Méthodes de mesures

L'extinction due aux poussières d'un nuage donné peut se mesurer d'au moins deux manières différentes, présentées par exemple dans Cambrésy et al. (2002) : le comptage d'étoiles et la mesure du rougissement.

La méthode de comptage suppose que la distribution des étoiles dans le champ étudié est uniforme et que toutes les étoiles se situent derrière le nuage. L'extinction A_λ déduite du comptage d'étoile est donnée par la relation :

$$A_\lambda = \frac{1}{a} \log \left(\frac{D_{ref}}{D} \right) \quad (2.4)$$

où a est la pente de la fonction de luminosité à la longueur d'onde λ , D et D_{ref} les densités mesurées au niveau du nuage et dans une zone de référence. La pente de la fonction de luminosité se mesure sur l'histogramme de distribution en magnitudes des étoiles (voir Fig. 2.1). On suppose donc dans cette méthode que $\log(D) \propto \log(I)$. L'extinction visuelle se déduit alors en supposant connue la forme de la courbe d'extinction et le rapport A_λ/A_V :

$$A_V = \frac{A_\lambda}{A_\lambda} \times A_\lambda \quad (2.5)$$

La méthode par mesure du rougissement suppose également que la distribution des étoiles est homogène et que toutes les étoiles sont derrière le nuage de poussières. Il s'agit ici de déduire l'extinction de la comparaison entre la couleur des étoiles de référence et celles rougies par le nuage. Cette méthode nécessite l'utilisation d'au moins deux longueurs d'onde différentes car elle consiste en la mesure d'un excès de couleur relatif :

$$E(\lambda_1 - \lambda_2) = (I_{\lambda_1} - I_{\lambda_2})_{obs} - (I_{\lambda_1} - I_{\lambda_2})_{ref} \quad (2.6)$$

On remonte à l'extinction visuelle en supposant à nouveau que l'on connaît la forme de la courbe d'extinction et les rapports A_{λ_1}/A_V et A_{λ_2}/A_V :

$$A_V = \left(\frac{A_{\lambda_1}}{A_V} - \frac{A_{\lambda_2}}{A_V} \right)^{-1} \times E(\lambda_1 - \lambda_2) \quad (2.7)$$

Les deux méthodes de mesures d'extinction présentées ci-dessus sont affectées par la présence d'étoiles d'avant-plan. Si on suppose que ces dernières ont une densité uniforme $N_{f,0}$ tandis que la densité des étoiles situées derrière le nuage de poussières suit la relation $N_b = N_{b,0} \times 10^{-aA_{\lambda,réelle}}$, alors l'extinction observée à la longueur d'onde λ s'exprimera :

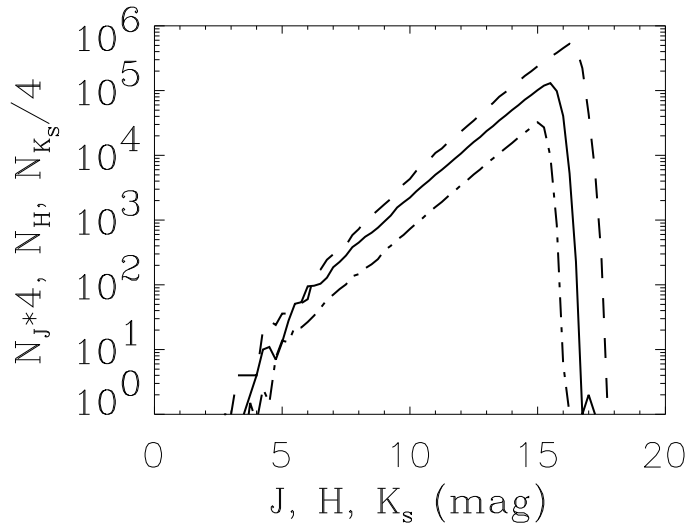


FIG. 2.1 – Exemples de fonctions de luminosité en bande J, H et K_s déduites d'observations 2MASS sur la Nébuleuse "Amérique du Nord". D'après Cambrésy et al. (2002).

$$\begin{aligned}
 A_{\lambda,obs} &= \frac{1}{a} \log \left(\frac{N_{b,0} + N_{f,0}}{N_b + N_{f,0}} \right) \\
 &= \frac{1}{a} \log (X \times 10^{-aA_{\lambda,réelle}} + (1 - X))
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

où $X = N_{b,0}/(N_{b,0} + N_{f,0})$ est la fraction d'étoiles d'arrière-plan.

Dans le cas du comptage d'étoiles, plus la proportion d'étoiles d'avant-plan sera élevée, plus l'extinction maximale mesurée sera basse, y compris dans le cas d'une extinction "infinie". Cette limite, qui dépend de la longueur d'onde à laquelle on observe, est donnée par $-(1/a) \log(1 - X)$.

Dans le cas de la méthode de rougissement, la limite provient du fait que l'on va généralement considérer des valeurs médianes de l'excès de couleur de plusieurs étoiles dans de petites boîtes qui subdivisent le nuage étudié. À partir du moment où, dans une cellule donnée, le nombre d'étoiles d'avant-plan est supérieur au nombre d'étoiles d'arrière-plan, on ne mesure plus l'extinction du nuage mais l'extinction des étoiles d'avant-plan, proche de zéro. Ceci se produit lorsque $N_b = N_{f,0}$. L'extinction réelle vaut alors :

$$A_{\lambda,réelle} = -\frac{1}{a} \log \left(\frac{1 - X}{X} \right) \tag{2.9}$$

2.1.2 Courbe d'extinction

En mesurant l'extinction sur une grande gamme de longueurs d'onde, on peut tracer une courbe d'extinction ou loi d'extinction. Généralement, on représente l'extinction normalisée $A_{\lambda}/E(B - V)$ en fonction de l'inverse de la longueur d'onde. Il arrive aussi parfois que l'on

normalise plutôt par rapport à l’extinction visible A_V . Enfin, on peut également exprimer l’extinction par unité de densité de colonne d’hydrogène sur la ligne de visée. Le passage entre densité de colonne et magnitude d’extinction s’effectue grâce à la relation :

$$\frac{A_V}{N_H} = 0.53 \times 10^{-21} \text{ cm}^{-2} \quad (2.10)$$

déduite des observations du satellite Copernicus par Bohlin et al. (1978).

Les courbes d’extinction observées aux longueurs d’onde comprises entre 0.1 et 1 μm présentent un profil similaire. Elles sont lisses (sans structures fines) et augmentent avec l’inverse de la longueur d’onde. Une bosse large, centrée aux environs de 2175 \AA , est une autre caractéristique que l’on retrouve sur ces courbes. Aux plus grandes longueurs d’onde, on observe deux autres bandes larges, à 9.7 et 18 μm .

Fitzpatrick & Massa (1986, 1988, 1990) ont analysé les courbes d’extinction de 45 étoiles, dont certaines présentent des écarts importants par rapport à $R = 3.1$. Ils ont montré que dans l’ultraviolet, toutes ces courbes pouvaient être ajustées par 3 composantes analytiques : une fonction linéaire croissante sur l’ensemble du spectre, une fonction non-linéaire croissante sur la partie ultraviolet lointain et un profil de Drude pour représenter la bosse à 2175 \AA . Chacune de ces composantes est attribuée de manière plus ou moins certaine et consensuelle à une famille de grains différente : silicates, graphites, hydrocarbures aromatiques. Les deux bandes à 9.7 et 18 μm sont dues à l’absorption par des silicates (vibrations d’élongation Si-O et O-Si-O).

2.1.3 Sections efficaces

Si l’on assimile les grains de poussière à des sphères de rayon r et d’indice de réfraction complexe n , leurs sections efficaces d’absorption et de diffusion s’écrivent respectivement $\sigma_{abs} = \pi r^2 \Sigma_{abs}$ et $\sigma_{diff} = \pi r^2 \Sigma_{diff}$ où Σ_{abs} et Σ_{diff} sont les efficacités d’absorption et de diffusion. La section efficace et l’efficacité d’extinction s’écrivent $\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{diff}$ et $\Sigma_{ext} = \Sigma_{abs} + \Sigma_{diff}$. En théorie de Mie, si l’on considère que les grains sont petits relativement à la longueur d’onde, les efficacités d’absorption et de diffusion s’écrivent :

$$\Sigma_{abs} = -4x \text{Im} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) \quad \text{et} \quad \Sigma_{diff} = \frac{8}{3} x^4 \text{Re} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad (2.11)$$

où $x = 2\pi r/\lambda \ll 1$. Les équations 2.11 montrent que lorsque les grains sont petits par rapport à la longueur d’onde, les sections efficaces d’absorption et de diffusion sont respectivement proportionnelles au volume et au carré du volume de ces grains. À l’opposé, les grains qui sont grands agissent comme des écrans opaques au rayonnement, et tant qu’ils ne deviennent pas trop grands par rapport à la longueur d’onde, on a $\Sigma_{abs} \simeq 1$ et $\Sigma_{diff} \simeq 1$. De plus, la diffusion est proportionnelle à λ^{-4} (diffusion Rayleigh) tandis que l’absorption est proportionnelle à λ^{-1} . Ainsi, aux courtes longueurs d’onde, la diffusion est dominante (d’où la coloration bleutée des nébuleuses par réflexion) et aux grandes longueurs d’onde, l’absorption domine (d’où la coloration rouge des étoiles vues à travers un nuage de poussières).

On définit également l'albédo, rapport entre les sections efficaces de diffusion et d'extinction ou entre l'énergie diffusée dans toutes les directions et l'énergie incidente :

$$\gamma = \frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{ext}} = \frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{diff} + \sigma_{abs}} \quad (2.12)$$

Ce rapport vaut 1 pour un matériau parfaitement réfléchissant et 0 pour un matériau parfaitement absorbant. On définira enfin la fonction de phase ou paramètre d'asymétrie $g(\theta) = \overline{(\cos \theta)}$ qui mesure la distribution spatiale selon laquelle la lumière est diffusée. Si la diffusion se fait complètement anisotropiquement, $g = 0$ tandis que dans le cas d'une diffusion préférentielle vers l'avant $g = 1$. Pour des particules très petites par rapport à la longueur d'onde ($x \ll 1$), la diffusion se fait de manière équivalente vers l'avant et l'arrière. Pour des particules plus grandes ($x \gtrsim 0.1$), une fraction croissante de la lumière est diffusée vers l'avant. Une caractéristique importante de la lumière diffusée est sa polarisation (voir section ?? page ??).

2.2 Émission infrarouge

Nous avons montré précédemment que les grains absorbaient une partie du rayonnement ultraviolet et visible. L'énergie absorbée chauffe donc les grains qui réémettent principalement dans l'infrarouge pour se refroidir. On estime qu'environ 50% du rayonnement émis par les étoiles aux longueurs d'onde plus courtes que l'infrarouge proche sont convertis de la sorte par les poussières. Plusieurs mécanismes d'émission existent en fonction de la température et donc de la taille des grains : les plus gros grains émettent à l'équilibre thermique, les grains de petites tailles émettent hors équilibre et les molécules aromatiques émettent dans des bandes.

2.2.1 À l'équilibre thermique

Considérons le cas d'un grain sphérique de rayon r et d'un champ de rayonnement incident de densité u_ν . Le grain absorbe l'énergie E_{abs} et réémet l'énergie $E_{ém}$:

$$E_{abs} = \int_0^\infty 4\pi r^2 \Sigma_{abs}(\nu) \pi \frac{cu_\nu}{4\pi} d\nu \quad (2.13)$$

$$E_{ém} = \int_0^\infty 4\pi r^2 \pi E_\nu d\nu \quad (2.14)$$

où E_ν est l'émissivité du grain à la fréquence ν . La loi de Kirchhoff en thermodynamique nous indique qu'à l'équilibre $E_\nu = \Sigma_{abs}(\nu) B_\nu(T)$ où $B_\nu(T)$ est la fonction de Planck pour l'émission d'un corps noir de température T . À l'équilibre thermique, on écrit alors $E_{abs} = E_{ém}$:

$$\int_0^\infty \Sigma_{abs}(\nu) \frac{cu_\nu}{4\pi} d\nu = \int_0^\infty \Sigma_{abs}(\nu) B_\nu(T) d\nu \quad (2.15)$$

Connaissant la densité du champ de rayonnement, nous pouvons utiliser cette relation pour estimer la température des grains à l'équilibre ou contraindre la densité du champ de rayonnement en supposant connue leur température d'émission. Dans les deux cas, les sections efficaces

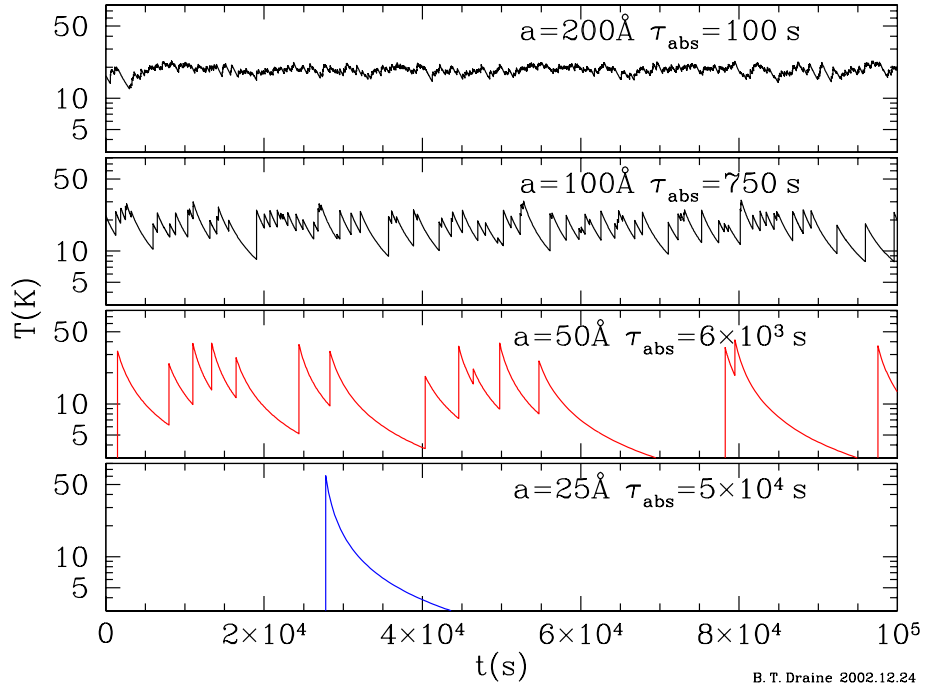


FIG. 2.2 – Fluctuations en température de grains de différentes tailles au cours d’une journée dans un champ de rayonnement interstellaire standard. D’après Draine (2003).

d’absorption doivent être connues. Faisons l’hypothèse que l’efficacité d’absorption dans l’infrarouge moyen et lointain est de la forme :

$$\Sigma_{abs} = \Sigma_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta \frac{a}{a_0} \quad (2.16)$$

et que l’efficacité d’absorption des grains dans l’ultraviolet et le visible est très proche de 1. Avec $\beta = 2$, un grain de taille $0.1 \mu\text{m}$ a une température de $\sim 20 \text{ K}$ dans le champ de rayonnement du voisinage solaire et son pic d’émission se situe donc vers $\sim 100 \mu\text{m}$. Cette température sera d’autant plus élevée que le champ de rayonnement sera intense et dur, et l’émission résultante des grains à l’équilibre thermique se décalera alors de l’infrarouge lointain vers l’infrarouge moyen, en accord avec la loi de déplacement de Wien (généralisée à des corps dont l’émissivité est en $\nu^{-\beta}$ avec $1 < \beta < 2$: $\lambda_{max} \times T \sim 2300 \text{ K} \cdot \mu\text{m}$).

Cette émission à l’équilibre thermique est valable pour un grain suffisamment grand : sa capacité calorifique est importante et il peut répartir l’énergie absorbée sur un plus grand nombre de degrés de liberté. L’énergie des photons absorbés et le temps séparant l’absorption de deux photons par le grain sont des paramètres dont il faut tenir compte pour considérer qu’un grain d’une taille donnée est à l’équilibre thermique.

2.2.2 Hors l'équilibre thermique

Pour un grain de taille plus petite, et donc de capacité calorifique moins importante, chaque photon absorbé augmente significativement sa température. Le grain n'est donc plus à l'équilibre thermique. Sa température fluctue entre des maxima atteints lors de l'absorption du photon et des minima atteints après refroidissement rapide.

À chaque fois que le grain absorbe un photon, sa température passe de T_1 à T_2 définies par :

$$h\nu = \int_{T_1}^{T_2} C(T) dT \quad (2.17)$$

où $C(T)$ est la capacité calorifique du grain. Si on fait l'hypothèse qu'un grain formé de N atomes possède une énergie thermique de l'ordre de $3NkT$, sa capacité thermique peut être approximée par $C(T) \sim 3Nk$. Si le grain est suffisamment froid avant d'absorber un photon, on peut négliger son énergie thermique initiale et la température atteinte par un grain chauffé par un photon de fréquence ν est donc d'environ $h\nu/3Nk$. Une application numérique rapide montre qu'un grain formé de 50 atomes est porté à 1000 K par un photon ultraviolet de 100 nm.

Son pic d'émission se situe donc dans l'infrarouge proche au moment où sa température est maximale. Au cours de son refroidissement, le grain émet à des longueurs d'onde de plus en plus élevées, jusqu'à atteindre sa température initiale (en quelques secondes) puis absorber un autre photon (en plusieurs mois dans le champ de rayonnement local). Puisque la puissance totale émise par un corps noir de température T est proportionnelle à T^4 , le grain dissipe l'essentiel de l'énergie absorbée aux courtes longueurs d'onde ($\sim 3\mu\text{m}$ dans notre exemple). Notons également que la distribution spectrale de l'émission d'un tel grain, directement liée à la température qu'il atteint, ne dépend pas de l'intensité du champ de rayonnement incident, dans la mesure où le temps qui sépare deux absorptions de photons reste grand relativement au temps de refroidissement du grain. Par contre, la forme du spectre dépend de la taille et de la nature du grain ainsi que de l'énergie du photon absorbé, donc de la dureté du champ de rayonnement. Pour estimer l'allure du spectre de ce type de grains, on calcule la probabilité $P(r, T)$ qu'un grain de rayon r soit à la température T (Li & Draine 2002a) et on intègre ensuite son émission au cours du temps, donc sur la gamme de températures qu'il visite :

$$I_\nu = \int_0^\infty P(r, T) \Sigma_{abs} B_\nu(T) dT \quad (2.18)$$

On notera que plus un grain est gros, plus il se rapproche de l'équilibre thermique. Dans l'absolu, même les grains les plus gros, que l'on a considérés comme étant à l'équilibre thermique dans la section 2.2.1, subissent des fluctuations de température.

2.2.3 Bandes aromatiques

Une partie importante de mon travail de thèse porte sur l'émission des bandes aromatiques. Je détaillerai donc de manière plus importante cette section.

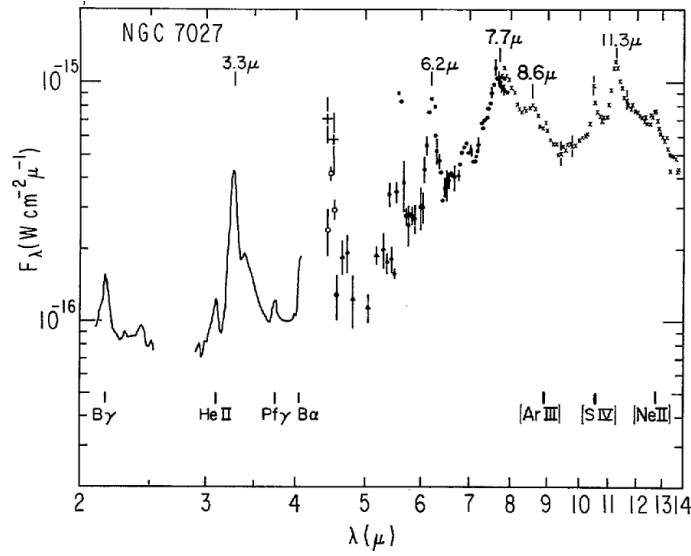


FIG. 2.3 – Spectre de NGC7027 résultant de la combinaison de données au sol et en ballon et sur lequel apparaissent les bandes aromatiques ainsi que des raies du gaz. D'après Russell et al. (1977).

Premières détections et interprétations

Dans les années 70, des observations de la nébuleuse planétaire NGC7027 ont mené aux premières détections de bandes larges dans l'infrarouge (voir Fig. 2.3). Ces bandes étaient à la fois plus larges que les raies du gaz et plus étroites que les signatures caractéristiques des solides en émission. Gillett et al. (1973) ont proposé une interprétation à l'aide de carbonates pour justifier l'émission de bandes centrées à 8.6, 11.3 et 12.7 μm . Merrill et al. (1975) détectent une bande large à 3.3 μm (une bande étroite à 3.27 μm avec un large épaulement à 3.4 μm) et suggèrent une origine moléculaire. Cette bande à 3.3 μm avait été détectée pour la première fois dans la Nébuleuse de l'Oeuf par la même équipe (Forrest et al. 1975). Toujours grâce au même groupe de chercheurs, et toujours à l'aide d'observations de NGC7027, des bandes à 6.2 et 7.7 μm ont été détectées et associées aux poussières responsables du continuum infrarouge (Russell et al. 1977).

Face à la difficulté que posait leur interprétation, ces bandes ont tout d'abord été nommées "bandes infrarouges non-identifiées" ou "unidentified infrared features" (Willner et al. 1979). Des matériaux aussi divers que les silicates, la glace d'eau, le graphite ou le carbure de silicium sont proposés pour interpréter ces bandes. La tâche était d'autant plus compliquée que les observations étaient encore peu nombreuses et les corrélations entre les bandes peu évidentes. On savait pourtant depuis longtemps que le mode de vibration d'étirement de la liaison C-H produit une bande à 3.3 μm . Knacke (1977) utilise cette donnée pour interpréter l'émission de la bande à 3.3 μm à l'aide de matière carbonée que l'on sait être présente dans le milieu interstellaire. Malheureusement, ses mesures sur des matériaux terrestres ne permettent pas de rendre compte des bandes à plus grandes longueurs d'onde. Des molécules, en phase gazeuse ou à l'intérieur de

manteau de glace à la surface des grains, telles que CH, CH⁺, CH₄ ou H₂O sont alors proposées pour interpréter tout ou partie des bandes infrarouges (voir par exemple Allamandola & Norman 1978).

Mécanisme d'émission et aromatiques

La fin des années 70 et le début des années 80 sont marqués par l'accroissement d'observations de ces bandes infrarouges. Leur porteurs restent toujours inconnus, mais certains chercheurs se penchent alors sur le problème du mécanisme d'émission. Dwek et al. (1980) ont montré que le mécanisme d'excitation de ces bandes ne pouvait pas être d'origine non-thermique. La fluorescence, même si elle restait énergétiquement possible, ne paraissait pas crédible du point de vue de l'efficacité requise : dans le cas de NGC7027, on estime alors que chaque photon ultraviolet produit par l'étoile centrale doit être converti en trois photons infrarouges dans les bandes. Les collisions gaz-grains sont également très peu probables pour des raisons similaires : les efficacités nécessaires sont bien supérieures à 1. Un mécanisme d'émission thermique, quant à lui, posait le problème de trouver un (des) matériau(x) candidat(s). Dwek et al. (1980) suggèrent que des grains petits ($\lesssim 0.01\mu\text{m}$) et chauds (~ 300 K) exposés à du rayonnement ultraviolet peuvent être à l'origine des bandes en émission, sans pour autant créer de bandes en absorption. L'année suivante, Duley & Williams (1981) proposent pour la première fois que les bandes en émission à 3.3 et 11.3 μm ont pour origine des groupements en surface d'hydrocarbures aromatiques excités par un mécanisme à l'équilibre thermique.

Sellgren et al. (1983) détectent dans des nébuleuses par réflexion (NGC7023, NGC2023) les bandes infrarouges ainsi qu'un continuum sous-jacent à la bande à 3.3 μm . Sellgren (1984) propose alors d'interpréter cette nouvelle composante en considérant le chauffage mono-photon de très petits grains (~ 10 Å) dans le cadre d'un modèle de fluctuations thermiques où la température des grains atteint ~ 1000 K. Leger & Puget (1984) testent alors des candidats aromatiques (benzène et coronène) excités par chauffage mono-photon et obtiennent des spectres dans lesquels ils retrouvent les principales bandes infrarouges (3.3, 6.2, 7.7, 8.6 et 11.3 μm). Ces différentes bandes sont alors plus ou moins clairement associées à des liaisons caractéristiques de molécules aromatiques (voir Tab. 2.2.3). Le terme d'hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAHs) est utilisé pour la première fois. Considérant que le modèle thermique utilisé par Leger & Puget (1984) est plus approprié à des solides, Allamandola et al. (1985) traitent les PAHs en tant que molécules et interprètent leur émission infrarouge en terme de relaxation à partir de niveaux électro-vibrationnels excités par l'absorption de photons ultraviolets. Dès lors, les bandes infrarouges non-identifiées ont été nommées bandes infrarouges aromatiques ou bandes PAHs.

Variations des bandes

Comme cela est retranscrit dans la Table 2.2.3, chaque bande aromatique est désormais attribuée à un type de liaison particulière. Cependant, la position précise des bandes est très variable, en fonction des propriétés des PAHs : leur taille, leur structure, leur charge ... Je vais

Longueur d'onde	Association
3.3	C–H
6.2	C–C
7.7	C–C
8.6	C–H dans le plan
11.3	C–H hors du plan (solo)
12.0	C–H hors du plan (duo)
12.7	C–H hors du plan (trio)

TAB. 2.1 – Principales bandes infrarouges et liaisons associées dans les hydrocarbures polycycliques aromatiques.

résumer ici les principaux effets connus.

Tout d’abord, la taille des PAHs joue un rôle sur leur température (voir Fig. 2.6, d’après le modèle de Draine & Li (2007)). Plus un PAH est petit, plus sa température est élevée et plus son émission est décalée vers les petites longueurs d’ondes. Un petit PAH émet donc plus dans les bandes à 3.3 et 6.2 μm alors qu’un grand PAH émet plus dans les bandes à 11.3 et 12.7 μm .

Les intensités relatives des bandes dépendent également de la charge des PAHs. Celle-ci dépend de l’équilibre entre plusieurs phénomènes parmi lesquels la photoionisation et la recombinaison électronique sont dominantes, tandis que le photodétachement et l’attachement électroniques peuvent être traités comme secondaires (Le Page et al. 2001). Les PAHs neutres sont connus pour avoir des sections efficaces plus élevées dans la bande à 3.3 μm et moins fortes pour les bandes à 6.2, 7.7 et 8.6 μm relativement aux PAHs cations, pour lesquels les bandes entre 6 et 9 μm sont nettement plus intenses que celles à 3.3, 11.3 et 12.7 μm (voir Bakes et al. 2001a,b, par exemple). Les PAHs anions sont relativement moins bien connus car moins étudiés et auraient un comportement proche des PAHs cations.

La géométrie des PAHs joue un rôle sur le nombre et le type de leurs liaisons C–C et C–H, tout comme leur taux d’hydrogénation. On définit le taux d’hydrogénation d’un PAH comme le rapport entre le nombre de liaisons C–H du PAH et le nombre de liaisons C–H que le même squelette carboné pourrait avoir au maximum (10 pour le pyrène, 12 pour le chrysène ou le coronène, voir Fig. 2.4). Pour une structure carbonée donnée, plus un PAH est hydrogéné, plus le nombre de liaison C–H est important, et plus les bandes à 8.6, 11.3, 12.0 et 12.7 μm seront intenses. Pour deux PAHs de formule brute identique mais de géométrie différente (par exemple l’anthracène et le phénanthrène $\text{C}_{14}\text{H}_{10}$, voir Fig. 2.4), les liaisons C–C et C–H ne sont pas du même type. En effet, leur environnement dans la molécule n’est pas le même et en conséquence, leur fréquence propre peut être significativement modifiée. Dans le cas de l’anthracène et du phénanthrène, les deux atomes d’hydrogène portés par le noyau benzénique centrale ne sont pas du tout les mêmes : sur la molécule d’anthracène, ils sont isolés (solo) tandis que sur le phénanthrène, ils sont groupés (duo). La figure 2.5 définit les termes solo, duo, trio, Les autres atomes d’hydrogène sont également affectés, mais dans une moindre mesure. De même, les liaisons C–C

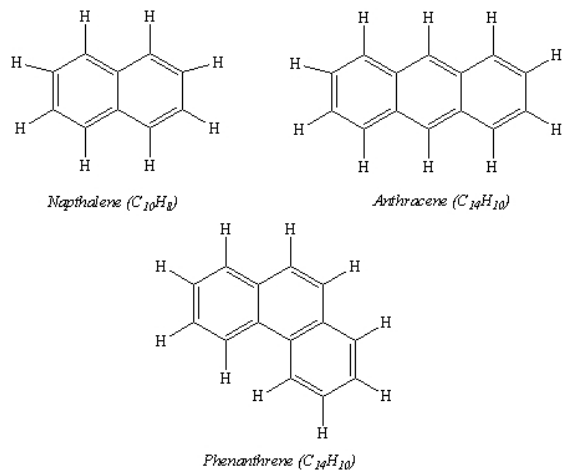


FIG. 2.4 – Trois exemples de PAHs terrestres simples : le naphthalène, l’anthracène et le phénanthrène.

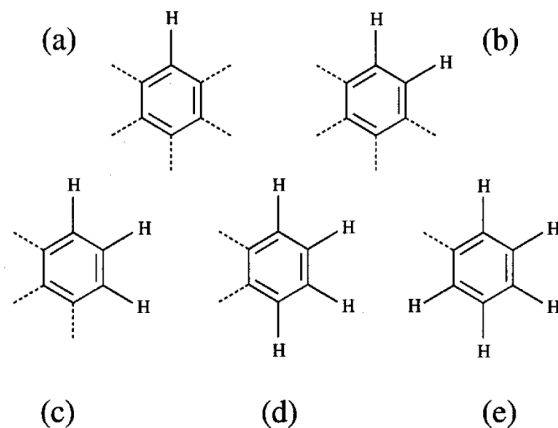


FIG. 2.5 – Représentation schématique des différents types de liaison C-H en fonction de l’environnement du cycle aromatique qui les porte.

de l’anthracène et du phénanthrène ne sont pas identiques. Les spectres mesurés en laboratoire et calculés en chimie quantique mènent à la même conclusion (Bakes et al. 2001b).

Au-delà de modifications globales sur le spectre d’émission des PAHs (intensités relatives des bandes), des effets plus fins existent également, sur la position ou la largeur des bandes, par exemple. Peeters et al. (2002) ont montré que l’on pouvait séparer les bandes à 6.2 et $7.7 \mu\text{m}$ en plusieurs composantes. En fonction du poids respectif de chacune d’elle, la longueur d’onde centrale de la bande se décale. Van Diedenhoven et al. (2004) ont montré que les bandes à 3.3 et $11.3 \mu\text{m}$ se décalaient également, mais de manière nettement moins significative et relie cette distinction au fait que ces deux bandes ont pour origine les liaisons C-H. Hudgins et al. (2005) ont proposé d’interpréter le déplacement de la bande à $6.2 \mu\text{m}$ vers les courtes longueurs d’onde par la présence d’hétéroatomes (azote) dans les cycles aromatiques. Se pose alors le problème de l’incorporation de ces hétéroatomes au coeur ou à la surface des PAHs.

Nouvelles bandes infrarouges

Des observations spectroscopiques infrarouges récentes ont permis de découvrir de nouvelles bandes, essentiellement à des longueurs d’onde supérieures à $15 \mu\text{m}$. Une première bande, à $16.4 \mu\text{m}$, a été attribuée à des vibrations C-C-C de PAHs (Moutou et al. 2000; Van Kerckhoven et al. 2000). Des bandes à 15.9 , 17.0 , 17.4 , 17.8 et $18.9 \mu\text{m}$ ont également été détectées dans NGC7023 (Werner et al. 2004), des régions de formations d’étoiles ainsi que des galaxies (Smith et al. 2007). Aux longueurs d’onde inférieures à $15 \mu\text{m}$, des bandes plus faibles ont été détectées à 5.25 , 5.7 , 6.69 , 13.6 et $14.2 \mu\text{m}$ (Allamandola et al. 1989; Verstraete et al. 1996; Smith et al. 2007). La majorité de ces nouvelles bandes est pour le moment associée de manière très partielle ou incertaine à des liaisons de molécules aromatiques.

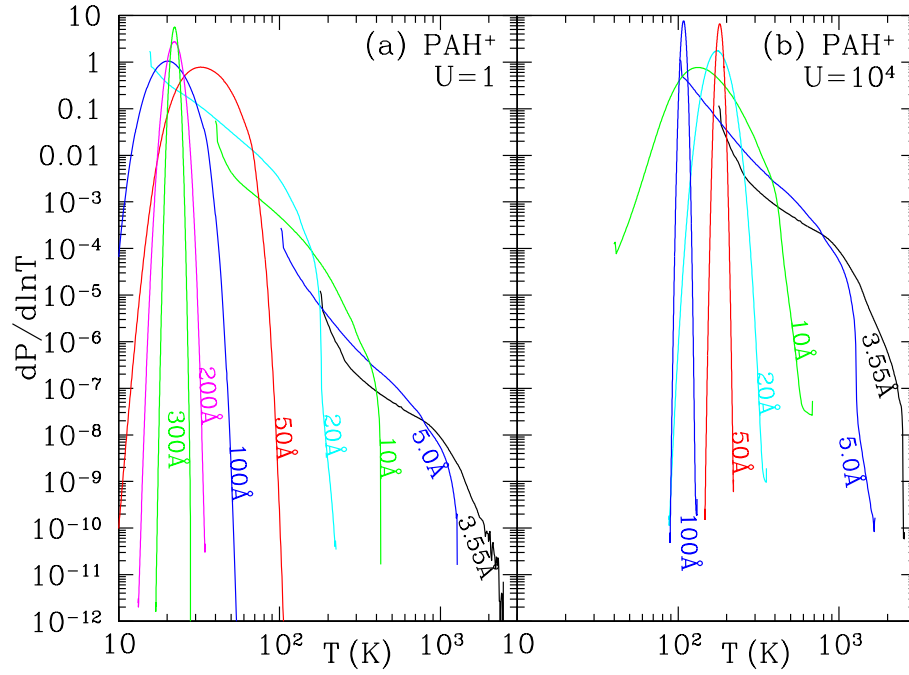


FIG. 2.6 – Distribution de probabilité en température de PAHs en fonction de leur taille dans deux champs de rayonnement interstellaire différents. D’après Draine & Li (2007).

Abondance du carbone

Les émetteurs aromatiques sont des hydrocarbures et ils contiennent sans doute une part importante du carbone totale. Pour obtenir une estimation de l’abondance du carbone dans les PAHs, il faut connaître l’intensité du champ de rayonnement, la section efficace d’absorption des porteurs des bandes par atome de carbone, l’intensité de l’émission dans ces bandes et la densité de colonne du milieu. Boulanger & Perault (1988) ont estimé leur émission totale, entre 2 et 15 μm , à $1.5 \times 10^{-24} \text{ erg.s}^{-1}$ par atome d’hydrogène. Joblin et al. (1992) ont mesuré une absorption moyenne de $2.3 \times 10^{-20} \text{ erg.s}^{-1}$ par atome de carbone. La combinaison de ces deux mesures mène à une abondance du carbone dans les émetteurs $C/H = 7 \times 10^{-5}$ soit environ 20% du carbone total.

Pour conclure sur les bandes aromatiques, il est important de rappeler qu’elles ont été observées dans la plupart des environnements astrophysiques : nébuleuses planétaires (Gillett et al. 1973), nébuleuses par réflexion (Sellgren et al. 1983), milieu diffus (Giard et al. 1988), régions H II, galaxies, régions de photodissociation, nuages moléculaires. Les PAHs sont de bons candidats au titre de porteurs de ces bandes, mais ils se heurtent à plusieurs problèmes. D’une part, l’accord spectral entre les données astrophysiques et les calculs de chimie quantique ou les mesures de laboratoires est bon mais il n’est pas parfait. D’autre part, les PAHs sont des molécules étudiées en laboratoire et sont donc d’origine terrestre. Il faut donc rester très prudent sur l’interprétation des bandes infrarouges.

2.2.4 Continuum infrarouge proche

Comme je l'ai mentionné précédemment, Sellgren et al. (1983) ont détecté un continuum sous-jacent à la bande à $3.3\ \mu\text{m}$ dans plusieurs nébuleuses par réflexion. Ce continuum est bien représenté par un corps noir dont la température de couleur est d'environ 1000 K. Sellgren et al. (1983) ont montré que l'origine de ce continuum ne pouvait être l'émission libre-libre, le rayonnement d'étoiles faibles ou la lumière réfléchie. Un processus thermique est également rejeté, tout comme la fluorescence, qui nécessiterait une trop grande efficacité. Sellgren (1984) a ensuite développé un modèle de fluctuations thermiques de grains de petite taille (~ 10 Å) qui permet d'interpréter les observations du continuum. Ces très petits grains sont chauffés à très haute température (~ 1000 K) par l'absorption d'un unique photon ultraviolet.

L'origine exacte de ce continuum reste peu évidente. Sa position sur le spectre d'émission (entre 2 et $5\ \mu\text{m}$, sous la bande à $3.3\ \mu\text{m}$) et le mécanisme proposé (émission par de très petits grains) pourraient remettre en question l'interprétation des bandes aromatiques, avec en premier lieu celle à $3.3\ \mu\text{m}$. Nous développons cette discussion dans la section 5 page 87.

2.2.5 Émission rouge étendue

En observant l'émission visible de la nébuleuse du Rectangle Rouge, Schmidt et al. (1980) ont découvert une importante composante qui domine le spectre de l'objet entre 550 et 750 nm et qui s'ajoute à de nombreuses raies plus fines ([N II], [S II], [H α]). Les auteurs de cette découverte avaient émis l'hypothèse que l'émission rouge étendue (ERE) puisse être liée aux bandes infrarouges et donc à la poussière, puisque l'intensité de ces dernières était également importante (Merrill 1977). Depuis, l'ERE a été détectée dans de nombreux environnements tels que le milieu diffus Galactique, des régions H II, des nébuleuses par réflexion ou planétaires ainsi que d'autres galaxies. En fonction des conditions physiques de ce milieu, elle peut s'étendre d'environ 540 à 950 nm, avec une largeur à mi-hauteur comprise entre 60 et 100 nm et un maximum d'intensité compris entre 610 et 820 nm. L'ERE est désormais attribuée à un processus de photoluminescence de certaines poussières sous l'incidence de photons ultraviolets et visibles. Le problème auquel les chercheurs faisaient face étaient la très haute efficacité de conversion ou rendement de fluorescence requis (voisin de l'unité). En corrélant l'intensité de l'ERE avec la densité de colonne de l'hydrogène à haute latitude Galactique, Gordon et al. (1998) mesurent une efficacité de 10%, mais ils considèrent que tous les photons absorbés par la poussière le sont par les porteurs de l'ERE. Parmi les candidats à de tels rendements, les particules à base de carbone ne tiennent pas une très bonne place, contrairement au silicium cristallin isolé ou inclus dans une matrice. Une autre caractéristique des porteurs de l'ERE est qu'ils semblent facilement détruits ou modifiés par un champ ultraviolet intense (Witt 2000). Ces propriétés suggèrent que ce sont de très petites particules qui sont responsables de l'ERE. En effet, les nanoparticules luminescent efficacement et un champ de rayonnement intense les détruit plus facilement ou les ionise, ce qui va réduire leur efficacité.

Récemment, Witt et al. (2006) ont contraint l'énergie minimum des photons initiateurs de

l'ERE grâce à des observations d'étroits filaments émetteurs dans NGC7023 ($E > 10.5$ eV ou $\lambda < 118$ nm). Comme la quantité de photons à ces énergies n'est pas suffisante dans le milieu galactique de haute latitude voire dans la nébuleuse du Rectangle Rouge pour produire l'ERE observée, quand bien même l'efficacité de conversion serait de 100%, ils ont proposé un processus en deux étapes. Dans une première phase, les photons de haute énergie créent les porteurs de l'ERE, via photoionisation ou photodissociation de précurseurs. Dans une seconde phase, des photons de plus faible énergie (visible, proche ultraviolet), et donc bien plus abondants, pompent optiquement les porteurs qui se dés excitent par photoluminescence. Cette dernière étape peut se produire plusieurs fois pour un unique porteur, dans la mesure où sa durée de vie est suffisante. Dans le cadre de ce nouveau modèle, les auteurs proposent alors de s'intéresser à des PAHs ionisés deux fois, qui répondent à deux contraintes : (1) ils ont un potentiel d'ionisation ou de dissociation supérieur à 10.5 eV et (2) ils présentent une forte absorption dans l'optique et le proche ultraviolet. Reste à savoir si (3) ils ont un rendement de photoluminescence élevé aux longueurs d'onde de l'ERE.

2.2.6 Émission anormale

L'analyse de l'émission en ondes millimétriques et centimétriques, motivée par la recherche sur le fond diffus cosmologique micro-onde (CMB, pour *Cosmic Infrared Background*), a révélé un excès par rapport aux processus attendus : synchrotron, émission libre-libre et émission thermique (Kogut et al. 1996; Leitch et al. 1997; de Oliveira-Costa et al. 1997). Cette composante a dès lors été nommée "émission anormale". Cette émission, corrélée à l'émission de la poussière dans l'infrarouge lointain (60 et 100 μm) mais encore plus à l'émission dans l'infrarouge moyen (12 et 25 μm), semble être intimement liée aux grains de très petites tailles. Draine & Lazarian (1998) ont proposé un mécanisme d'émission basé sur la rotation de PAHs portant un moment dipolaire de l'ordre du Debye. Les processus à l'origine de la rotation des PAHs peuvent être : l'émission infrarouge rovibrationnelle, les interactions avec le gaz et l'émission de photons purement rotationnels. Ysard & Verstraete (2007) ont modélisé l'émission de PAHs isolés et l'ont comparée aux profils observés des bandes infrarouges. En déterminant la distribution des moments angulaires de ces molécules et en considérant différentes conditions physiques et distributions en taille, ils ont montré que le processus dominant la rotation des PAHs est leur émission rovibrationnelle infrarouge. Les plus petits d'entre eux seraient également les plus efficaces. Les spectres d'émission obtenus sont en très bon accord avec les observations du milieu interstellaire diffus ou la barre d'Orion.

2.3 Chauffage du milieu interstellaire

Les échanges thermiques au sein du milieu interstellaire sont une composante importante de l'équilibre entre ses différentes phases. Parmi les processus de refroidissement, citons les collisions entre espèces du gaz et grains qui entraînent un rayonnement dans les raies de structure fine et

les raies permises ou interdites des atomes ([C II] à 158 μm , raie Ly_α de l'hydrogène). Les poussières jouent un rôle très important dans le chauffage du milieu interstellaire, via l'effet photoélectrique, qui est le plus efficace pour chauffer le milieu diffus froid. D'autres processus, parmi lesquels le chauffage par les rayons X ou cosmiques, par ionisation, par réaction chimique et par collisions, se produisent également, avec des efficacités qui dépendent généralement de la densité du milieu et du champ de rayonnement incident. Dans sa thèse de doctorat, Émilie Habart a détaillé l'importance de l'effet photoélectrique pour le chauffage du milieu interstellaire dont nous rappellerons ici les principales caractéristiques.

2.3.1 Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique, ou effet de Hertz, du nom de son découvreur (Hertz 1887), consiste en l'émission d'électrons par un matériau faisant suite à l'absorption de photons de haute énergie (ultraviolet, X). Ce phénomène a été interprété par Albert Einstein dans son premier article d'une importance majeure pour la physique moderne (Einstein 1905). C'est la nature corpusculaire de la lumière, par "opposition" à sa nature ondulatoire, qui permet d'expliquer l'existence d'un seuil d'énergie pour que l'effet photoélectrique se produise. Chaque quantum de lumière (photon) doit amener suffisamment d'énergie ($h\nu$) au matériau pour lui arracher un photoélectron.

C'est Watson (1972) qui le premier suggère que dans le milieu interstellaire froid des photons de haute énergie, émis par les étoiles, arrachent des électrons aux grains de poussières interstellaires. L'énergie dont dispose un de ces électrons est une fraction de celle déposée par le photon (environ 1-2 eV, différence entre l'énergie du photon et l'énergie seuil d'arrachage de l'électron). Le chauffage du milieu interstellaire résulte de la thermalisation des photo-électrons par collisions avec le gaz. L'efficacité de ce processus dépend des caractéristiques du grain (taille, forme, composition, charge) et du milieu (dureté du champ de rayonnement, température du gaz, densité électronique). Notons simplement que ce sont les grains de petites tailles et peu chargés qui contribuent le plus au chauffage du milieu interstellaire par effet photoélectrique. Cela s'interprète en terme de libres parcours moyens. La distance de pénétration du photon incident est de l'ordre de 10 nm, ce qui lui permet d'arracher un électron au coeur même d'un grain de plusieurs nanomètres. Par contre, un électron va subir d'autant plus de collisions à l'intérieur du grain que ce dernier est grand, et sa distance d'échappement est plutôt de l'ordre de 1 nm. Enfin, plus la charge du grain est élevée, plus la barrière coulombienne que doit franchir le photoélectron est importante et sa probabilité d'échappement diminue.

2.3.2 Échange thermique entre grains et gaz

Lorsque la densité est suffisamment importante, les collisions entre espèces du gaz et grains de poussières deviennent un phénomène fréquent. Dans le milieu neutre diffus, les grains sont plus froids que le gaz et vont donc obligatoirement conduire au refroidissement du gaz. Dans les parties denses des nuages moléculaires, les grains sont plus chauds que le gaz : leur température ne peut pas y descendre en dessous d'une valeur voisine de 8 K puisque ces régions restent

suffisamment transparentes au rayonnement infrarouge lointain. Le gaz est donc chauffé par les grains lorsque la densité le permet. Dans les restes de supernova, la densité et la température du gaz sont très élevées. C'est donc le gaz qui y chauffe les poussières. Ce mécanisme a été traité par Dwek (1986) pour des gros grains mais aussi les petits grains hors équilibre.

Le taux de chauffage qui résulte des collisions entre un grain et les particules du gaz chaud est donné par :

$$H = \pi a^2 n \int_0^\infty g(E) v(E) E \zeta(E) dE \quad (2.19)$$

où $g(E)$ est la fonction de distribution de Boltzmann des particules d'énergie E , de température T et de densité n . $v(E)$ est la vitesse de la particule et $\zeta(E)$ est la fraction d'énergie qu'elle dépose sur le grain. Cette valeur dépend de l'énergie de la particule et de la taille du grain. Le grain est ainsi chauffé brutalement à très haute température et se refroidit ensuite tant qu'il ne reçoit pas d'autre apport d'énergie. L'efficacité de ce chauffage stochastique est très dépendante de la taille du grain : la capacité calorifique de la poussière et le taux de collision sont d'autant plus faibles que le grain est petit. Dans un gaz de densité 10 cm^{-3} et de température 10^7 K (valeurs typiques d'un reste de supernova), des grains de silicate ou de graphite dont la taille est comprise entre 0.001 et $0.01 \text{ }\mu\text{m}$ atteignent des températures comprises entre $\sim 100 \text{ K}$ et $\sim 1000 \text{ K}$.

2.4 Évolution des poussières

Les propriétés des grains de poussières résultent de la combinaison de nombreux processus dont les efficacités relatives dépendent du milieu. Dans le milieu interstellaire, les conditions physiques sont extrêmement variables, comme je l'ai présenté section 1.3 page 5. La formation, la destruction et la transformation des grains de poussières prennent ainsi place en des régions très différentes.

2.4.1 Formation des grains

Les grains de poussières se forment dans les ejecta des étoiles évoluées (géantes rouges, étoiles de la branche asymptotique, nébuleuses planétaires, ...) où on les détecte en émission infrarouge. Cette matière éjectée à l'état de gaz se condense en poussière. Dans l'enveloppe des étoiles riches en Oxygène ($\text{C/O} < 1$), la bande des silicates vers $10 \text{ }\mu\text{m}$ est visible en émission ou en absorption et trace la présence de matériaux silicatés. Dans l'enveloppe des étoiles riches en Carbone ($\text{C/O} > 1$), la bande à $10 \text{ }\mu\text{m}$ est absente car les silicates ne peuvent se former. En effet, l'Oxygène est intégralement capté par le Carbone pour former CO. Les mécanismes détaillés qui mènent à la formation des premiers grains sont très mal connus. La question que l'on se pose actuellement est de savoir si les grains de poussières du milieu interstellaire sont ceux formés dans les enveloppes d'étoiles évoluées ou s'ils subissent des processus rapides de transformation.

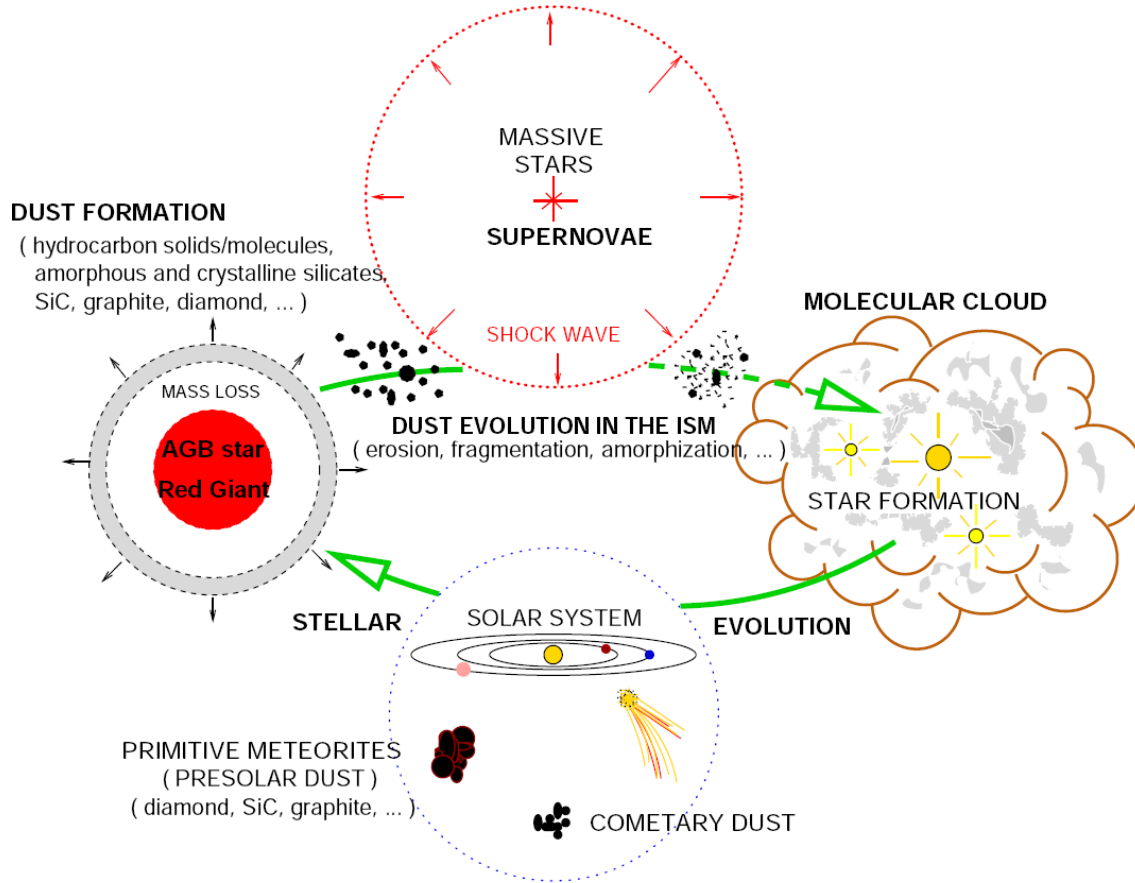


FIG. 2.7 – Cycle de vie de la poussière dans le milieu interstellaire. D'après Jones (2004).

2.4.2 Évolution dans le milieu interstellaire

Croissance

Les poussières étant intimement liées au gaz interstellaire, il est inévitable que des collisions aient lieu et que les grains accrètent de la matière de cette façon. C'est de cette manière que l'on explique la déplétion de certains éléments du gaz interstellaire (voir section 1.4.2 page 9). Les grains grossissent également par formation de manteaux de glaces à leur surface, où l'on retrouve principalement de la glace d'eau, mais aussi de monoxyde de carbone. On suppose que les molécules de H_2O se forment à la surface des grains après accrétion d'atomes d'Oxygène et d'Hydrogène (Jones & Williams 1984) ou en phase gazeuse sous l'action d'une onde de choc (Bergin et al. 1999). Les différentes espèces qui composent les manteaux de glace ont parfois tendance à former des couches distinctes en fonction des efficacités d'absorption. Enfin, dans les régions les plus denses, les collisions entre grains peuvent entraîner un processus important de coagulation. Les grains les plus petits se collent sur les plus gros et la distribution de taille est modifiée en faveur des grains de grande taille.

Destruction

Les collisions entre grains peuvent également être à l'origine de la destruction ou de la fragmentation des poussières. Ceci se produit lorsqu'une onde de choc se propage dans le milieu interstellaire et entraîne le chauffage, la compression et l'accélération du gaz. L'origine de l'onde de choc peut être l'explosion d'une supernova ou les vents puissants d'une étoile jeune. Pour une vitesse de choc supérieure à $\approx 10 \text{ km.s}^{-1}$, on considère généralement que la fragmentation devient importante, tandis que la vaporisation des grains par collision devient significative au-delà de $\approx 20 \text{ km.s}^{-1}$. Dans les chocs les plus énergétiques, les collisions entre gaz et grains provoquent l'érosion de ces derniers. Pour des vitesses supérieures à $\approx 100 \text{ km.s}^{-1}$, une collision entre un grain et un ion ou un atome débouche sur la destruction plus ou moins totale du grain (Jones et al. 1994). Les collisions les plus énergétiques résultent en une diminution globale de la masse de poussières au profit du gaz. Ceci est confirmé par l'observation dans du gaz choqué d'abondances élevées pour certains éléments (Si, Ca) dont la déplétion est généralement élevée dans le milieu interstellaire. Les collisions les moins énergétiques quant à elles modifient la distribution de taille en faveur des petits grains. Les collisions grains-grains et/ou gaz-grains pourraient être une source importante de formation des molécules aromatiques.

Interaction avec le rayonnement

Enfin, les grains de poussières sont altérés par le rayonnement. Les manteaux qui se forment dans les régions les plus denses peuvent être sublimés si la température du grain augmente suffisamment. C'est le cas lorsqu'une étoile se forme dans un tel nuage. Un manteau de glace d'eau, par exemple, survit environ un million d'années à des températures inférieures à 100 K. Les matériaux ainsi libérés peuvent être transformés par le rayonnement incident (réactions chimiques, cristallisation). L'absorption par le grain d'un photon peut également provoquer l'éjection d'un atome ou d'une molécule de la surface du grain. La faible déplétion de certains éléments (Na, K, S) pourrait s'expliquer par l'importance de ce processus. Les photons de très haute énergie jouent également un rôle sur les propriétés des grains. Les rayons gamma détruisent les grains par sublimation thermique sur des très longues distances (plusieurs parsecs). Les grains sont aussi détruits par le phénomène d'explosion Coulombienne qui fait suite à de multiples ionisations du grain.

2.4.3 Distribution en taille

La distribution en taille des grains continue de faire l'objet de recherche, tant du point de vue observationnel que de la modélisation. Mathis et al. (1977) ont ajusté la courbe d'extinction interstellaire à l'aide de différents matériaux (graphite, silicates, ...). Un très bon résultat est obtenu à l'aide d'une loi de puissance dont l'exposant α est compris entre -3.3 et -3.6 et dont les bornes sont de 5 nm et 1 μm pour du graphite, et de 25 nm et 250 nm pour les autres matériaux. On retient généralement la valeur de -3.5 pour une distribution à laquelle on attribue l'acronyme MRN.

$$\frac{dn(a)}{da} \propto a^{-3.5} \quad (2.20)$$

Ce type de distribution en taille a été confirmé, entre autres, par des calculs sur la coagulation des grains (Hayakawa & Hayakawa 1988) et des arguments théoriques et observationnels sur les collisions grains-grains dans les atmosphères de géantes rouges (Biermann & Harwit 1980). Kim et al. (1994) ont apporté quelques modifications à cette distribution en taille en adoucissant la coupure aux grandes tailles. D'autres formes de distribution ont également été proposées (loi log-normale dans le modèle de Draine).

L'importance de la distribution en taille est critique pour rendre compte de la courbe d'extinction et du spectre en émission. Le lien entre observations et propriétés physiques des grains nécessite le développement de modèles de poussières que je détaille dans la section suivante.

3

Un modèle de poussières

Sommaire

3.1	Un modèle parmi d'autres	34
3.1.1	Modèles silicate-graphite	34
3.1.2	Modèles coeur silicate manteau carboné	34
3.1.3	Modèles grains composites	35
3.1.4	Consensus	35
3.2	Présentation du modèle originel de Désert	36
3.2.1	Contraintes observationnelles	36
3.2.2	Propriétés optiques des grains	38
3.2.3	Distribution en taille	39
3.2.4	Conclusions sur le modèle originel	39
3.3	Mises à jour post-ISO	41
3.3.1	Sections efficaces PAHs et VSGs	41
3.3.2	Distributions de taille	41
3.4	Mises à jour post-Spitzer	42
3.4.1	Sections efficaces PAHs neutres et cations	42
3.4.2	Fraction d'ionisation	43
3.4.3	Mises à jour à venir et publication du nouveau modèle	44

Afin d’interpréter les observations de l’émission infrarouge des poussières, j’ai utilisé le modèle de Désert et al. (1990) (surnommé Dusty, Dustem ou DustIAS). Depuis sa première publication, ce modèle a subi de nombreuses mises à jour que je détaillerai ici, ainsi que les changements à venir. Bien entendu, ce modèle n’est qu’un exemple de ce qu’il se fait actuellement. Je commencerai donc par brièvement présenter les autres modèles existants avec leurs principales caractéristiques.

3.1 Un modèle parmi d’autres

Depuis la fin des années 1970, de nombreux modèles ont été développés afin de reproduire les observations de la poussière interstellaire. Je les classe ici en trois catégories, suivant l’exemple de Li (2004a).

3.1.1 Modèles silicate-graphite

Dans le cadre de ces modèles, il existe deux composantes physiques différentes de poussières, l’une est faite de silicate, l’autre de graphite. Chaque composante possède sa propre distribution en taille $dn(a)/da \sim a^{-3.5}$ dans l’intervalle de taille $50 \lesssim a \lesssim 0.25 \mu m$. Une première série de mises à jour a vu l’ajout de nouvelles composantes de poussières (carbone amorphe, PAHs, ...) ainsi qu’un ajustement des tailles.

Le modèle le plus célèbre est certainement celui développé par Draine et ses collaborateurs (Li & Draine 2001; Draine & Li 2001; Weingartner & Draine 2001c,b,a; Draine & Li 2007). Ce modèle inclus les PAHs en extrapolant la composante carbonée vers les petites tailles. Cette composante contient environ 4.5×10^{-5} de carbone, relativement à l’hydrogène, et est représentée par une distribution de taille log-normale :

$$dn(a)/d \ln a \sim \exp \left\{ \frac{-[\ln(a/a_0)]^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (3.1)$$

avec $a_0 \approx 3.5$ et $\sigma \approx 0.4$ pour $a \gtrsim 3.5$. Dans ce cas, la distribution de taille MRN en loi de puissance n’est pas conservée pour les grains les plus gros.

3.1.2 Modèles coeur silicate manteau carboné

Dans le cadre de ces modèles, les grains sont composés de silicates recouverts par une couche de matériau réfractaire organique carboné. Ce manteau est produit par l’interaction entre les photons ultraviolets et les mélanges de glace. Un développement récent (Li & Greenberg 1997) modélise les grains par des cylindres finis dont la longueur est deux fois plus grande que le diamètre, avec une distribution de taille gaussienne pour le manteau $dn(a)/da \sim \exp[-5(a - a_c)^2/a_i^2]$ où a_c est le rayon du coeur silicaté et la coupure $a_i \approx 0.066 \mu m$. Une composante PAH et une distribution de petits grains graphitiques sont ajoutées afin de rendre compte de la remontée dans l’ultraviolet lointain et de la bosse à 2175 de la courbe d’extinction ainsi que les bandes d’émission infrarouge.

Des modifications ont été apportées à ce type de modèle en considérant différents types de matériaux pour le manteau, de nouvelles composantes, des changements dans la distribution de taille. Le modèle de Désert et al. (1990) fait partie de cette famille.

3.1.3 Modèles grains composites

Dans le milieu interstellaire, les grains subissent des processus importants, avec d'une part, la destruction par les collisions à grande énergie, et d'autre part le réassemblage des fragments par agglomération. C'est en partant de ce constat que Mathis & Whiffen (1989) ont développé un modèle dans lequel les grains sont représentés par des collections composites de petits silicates, matière carbonée de plusieurs types (carbone amorphe, matériau organique réfractaire, ...) et du vide ($\approx 80\%$ en volume). La distribution de taille suit une loi de puissance d'indice -3.7 dans l'intervalle de taille $0.03\mu\text{m} \lesssim a \lesssim 0.9\mu\text{m}$. Une composante graphitique contenant 5.9×10^{-5} du carbone permet de rendre compte de la bosse à 2175 dans la courbe d'extinction.

3.1.4 Consensus

Malgré la grande diversité de modèles développés jusqu'à présent, et même si de nombreux points de détails restent sujets à débat, de nombreuses caractéristiques des poussières font maintenant l'objet d'un consensus.

La composition des grains est un mélange entre silicates amorphes et matière carbonée. Les bandes en absorption à 9.7 et $18\mu\text{m}$ attestent de la présence de liaisons Si-O et O-Si-O. De plus, la déplétion du silicium est significative. La bosse à 2175 dans la courbe d'extinction est un élément en faveur de la présence de matière carbonée. Le fait que les silicates seuls ne puissent pas rendre compte de toute l'extinction ainsi que l'omniprésence de la bande C-H à $3.4\mu\text{m}$ vont également dans ce sens. Cependant, le type précis de matière carbonée fait toujours l'objet de nouvelles suggestions, parmi lesquelles : le carbone amorphe, la suie, les fullerènes, le diamant, le graphite, les PAHs ...

La distribution en taille des grains doit être séparée en deux domaines, d'après la dépendance en longueur d'onde de l'extinction, de la polarisation et de l'émission. D'une part, les grains les plus gros ($a > 0.025\mu\text{m}$), incluant les grains traités de manière classique ($a \gtrsim 0.1\mu\text{m}$), sont principalement responsables de l'extinction, de la polarisation et de la diffusion dans les longueurs d'onde du visible et de l'émission dans l'infrarouge au-delà de $\lambda \sim 60\mu\text{m}$. D'autre part, les grains les plus petits ($a < 0.025\mu\text{m}$), qui sont chauffés stochastiquement, contribuent fortement à l'extinction dans l'ultraviolet et émettent aux courtes longueurs d'onde infrarouges ($\lambda \lesssim 60\mu\text{m}$).

La distribution des grains les plus gros est relativement bien contrainte par la courbe d'extinction, dans la mesure où l'on considère que leur composition est connue. Pour les grains les plus petits, la distribution de taille est surtout contrainte par leur émission infrarouge. En effet, pour $\lambda \gtrsim 0.1\mu\text{m}$, on se situe dans la limite de Rayleigh et leur section

efficace d'extinction par unité de volume est indépendante de leur taille (voir section 2.1.3 page 17). L'extinction ne renseigne donc que sur le volume total occupé par ces grains. Par contre, l'émission dépend de la taille puisque la température qu'atteint un grain chauffé par un photon dépend de sa capacité calorifique, proportionnelle à son volume.

3.2 Présentation du modèle originel de Désert

Désert et al. (1990) ont proposé un modèle avec la volonté de rendre compte à la fois de l'émission infrarouge et de l'extinction interstellaire en utilisant un minimum de composantes. Elles sont au nombre de trois : les gros grains (BGs, *Big Grains*), les très petits grains (VSGs, *Very Small Grains*) et les PAHs. Les auteurs précisent que leur but n'est pas de trouver la véritable nature des grains du milieu interstellaire, mais (1) de trouver le minimum de composantes de poussières, (2) les paramètres approchés des propriétés optiques des grains requis pour expliquer à la fois l'extinction et l'émission du milieu diffus et (3) insister sur les conséquences du modèle lorsqu'on l'applique à d'autres environnements astrophysiques.

3.2.1 Contraintes observationnelles

Le modèle de Désert et al. (1990) s'appuie fortement sur les deux contraintes observationnelles que sont la courbe d'extinction du milieu interstellaire diffus et l'émission infrarouge des poussières.

La courbe d'extinction a déjà été présentée section 2.1.2 page 16. J'en rappelle ici les principales caractéristiques qui ont mené à la modélisation de Désert et al. (1990). Elle croît de l'infrarouge vers l'ultraviolet avec une bosse vers 2175 . La courbe peut être scindée en trois composantes analytiques : (1) une croissance linéaire dans l'ultraviolet en fonction de l'inverse de la longueur d'onde, (2) une bosse que l'on peut bien ajuster avec un profil de Drude et (3) une remontée non-linéaire dans l'ultraviolet lointain ($\lambda \gtrsim 0.17\mu\text{m}$).

Les auteurs interprètent ces caractéristiques de la manière suivante :

(1) D'une part, pour expliquer la remontée de l'extinction du visible à l'ultraviolet, une seule et unique taille de grain n'est pas suffisante. Des grains de $\sim 0.1 \mu\text{m}$ sont requis pour interpréter l'extinction visible, tandis que des grains de $\sim 0.01 \mu\text{m}$ sont nécessaires à la croissance linéaire vers l'ultraviolet. La conclusion qu'en tirent les auteurs est qu'il faut une distribution de taille de grains dont le rayon est compris entre une dizaine et une centaine de nanomètres pour expliquer cette partie de la courbe d'extinction. Des changements dans cette distribution sont alors responsables des variations observées dans la courbe d'extinction. D'autre part, la présence des bandes d'absorption à 9.7 et 18 μm atteste de la présence de silicates dans les grains. Mais, étant donnés (a) l'albedo élevé des grains de silicates nus et (b) le fait que la comparaison entre les largeurs des bandes à 9.7 et 18 μm mesurées en laboratoire et celles observées suggère la présence d'impuretés, les auteurs proposent que ces gros grains sont composés de coeur en silicate et d'un manteau

de matériau plus sombre, sans doute à base de carbone. Cela permet de n'avoir qu'une seule famille de grains au lieu de deux. De plus, la présence de silicates couverts fournit une explication à la bande d'absorption à $3.4 \mu\text{m}$ attribuée aux liaisons C–H.

(2) L'une des principales caractéristiques de la bosse à 2175 est d'être invariante en position tandis que sa largeur change. Plusieurs propositions ont été faites pour interpréter cette observation, parmi lesquelles : de petits ($a < 20 \text{ nm}$) grains ovales en graphite (Draine 1988), de très petits ($a < 5 \text{ nm}$) grains de carbone déshydrogénés (Hecht 1986). Les auteurs du modèle décident donc d'utiliser des très petits grains carbonés en tant que porteurs de la bosse de la courbe d'extinction.

(3) Les PAHs ne peuvent produire une grande partie de la courbe d'extinction car ils sont connus pour présenter des bandes caractéristiques dans le visible et l'ultraviolet. Cependant, les auteurs du modèle suggèrent d'interpréter la remontée non-linéaire dans l'ultraviolet lointain par une collection de PAHs, donc le spectre est lisse, car les caractéristiques individuelles vont se compenser si leur nombre est suffisant.

L'émission infrarouge a été présentée section 2.2 page 18. Elle est dominée par (1) une large composante centrée au-delà de $100 \mu\text{m}$ dans le voisinage solaire et qui se déplace vers les plus courtes longueurs d'onde lorsqu'on se rapproche d'une source de chauffage. Une deuxième composante (2) émet à plus courte longueur d'onde, en-deçà de $80 \mu\text{m}$. (3) Les bandes infrarouges entre 3 et $13 \mu\text{m}$ sont une troisième et dernière caractéristique du spectre d'émission des poussières.

Les auteurs interprètent ces caractéristiques de la manière suivante :

(1) L'émission infrarouge lointaine est mal contrainte dans le sens où les émissivités (~ -1.5 à -2) et le nombre exact de composantes (1 ou 2) sont mal connus. Il s'agit cependant d'une émission à l'équilibre produite par de gros grains.

(2) L'émission à des longueurs d'onde voisines de $12 \mu\text{m}$ est sans doute due en partie aux PAHs, étant donnée la forte corrélation entre émission à 3.3 et $12 \mu\text{m}$. À plus grande longueur d'onde, vers 25 et $60 \mu\text{m}$, l'émission a pour origine de très petits grains. L'émission à $25 \mu\text{m}$ ne peut être expliquée par un processus à l'équilibre thermique tandis qu'à $60 \mu\text{m}$, au moins une partie de l'émission se fait hors équilibre. Si l'on considère l'hypothèse des PAHs pour justifier l'émission à $25 \mu\text{m}$, il faudrait des molécules possédant ~ 1000 atomes de carbone. Les auteurs proposent donc d'utiliser des très petits grains tri-dimensionnels pour rendre compte de l'émission à $25 \mu\text{m}$ et une partie de celle à $60 \mu\text{m}$. La présence de silicates ou d'autres composés dans ces VSGs n'est pas exclue, mais les auteurs préfèrent suggérer des VSGs à base de carbone, qui sont en meilleur accord avec les contraintes énergétiques sur l'extinction et l'émission dans le milieu diffus.

(3) Les porteurs probables des bandes infrarouges ont été identifiés comme étant des PAHs. Le modèle ne dépend en fait pas trop de la nature exacte des porteurs, dans la mesure où ceux-ci sont de très petits grains qui peuvent fluctuer en température.

Composante	Abondance	α (nm)	a_{min} (nm)	a_{max}	ρ	β
PAH	4.3×10^{-4}	3	0.4	1.2	$2.4 \times 10^{-7} \text{ g.cm}^{-2}$	0
VSG	4.7×10^{-4}	2.6	1.2	15	2.3 g.cm^{-3}	0
BG	6.4×10^{-3}	2.9	15	110	3.0 g.cm^{-3}	0.61

TAB. 3.1 – Paramètres du modèle. Abondance donnée en masse, relativement à l’hydrogène. α est l’exposant de la distribution de taille entre a_{min} et a_{max} . ρ est la densité de masse. β est l’albedo maximum.

D’après ces observations, les auteurs se limitent donc à 3 composantes pour leur modèle. Chaque composante est associée d’un côté à une partie de la courbe d’extinction et d’un autre côté à une partie de l’émission infrarouge.

(1) Une seule famille de gros grains (BGs) est utilisée dans le modèle pour rendre compte de l’émission infrarouge lointaine et l’extinction dans le visible. Cette composante est dominée en masse par des silicates avec un manteau (ou un ciment) principalement fait de carbone, afin de justifier la bande en absorption à $3.4 \mu\text{m}$.

(2) Les porteurs de la bosse en extinction sont associés à l’émission infrarouge moyenne qui nécessite des très petits grains (VSGs) de quelques nanomètres de rayon et essentiellement composés de carbone.

(3) La composante non-linéaire en extinction dans l’ultraviolet lointain est associée à l’émission proche infrarouge des PAHs. Cela est renforcé par la corrélation entre ces deux observables tant sur des données astrophysiques que sur des données de laboratoire, et par l’absence de corrélation entre les bandes aromatiques et la bosse à 2175 .

3.2.2 Propriétés optiques des grains

En utilisant la courbe d’extinction mesurée par Fitzpatrick & Massa (1988), les auteurs du modèle estiment l’énergie absorbée par les PAHs, en se limitant aux longueurs d’onde plus courtes que 170 nm. Celle-ci est inférieure à l’énergie émise dans le proche infrarouge, ce qui suggère une contribution des PAHs également à l’extinction visible et ultraviolette proche. L’abondance en masse des PAHs est calculée afin de justifier la composante de l’extinction due aux PAHs, exprimée de façon analytique, ainsi que les mesures de sections efficaces effectuées en laboratoire. Les propriétés infrarouges des PAHs sont adaptées de travaux antérieurs et combinent trois composantes : (1) un continuum électronique, extension des sections efficaces visible et ultraviolet, (2) les principales bandes à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 et $11.3 \mu\text{m}$ pour lesquelles les nombres d’atomes de carbone et d’hydrogène sont donnés par $N_C = 120(a/1 \text{ nm})^2$ et $N_H = \sqrt{6N_C}$ et (3) un pseudo continuum sous-jacent à ces bandes au-delà de $10 \mu\text{m}$ dû à la présence de nombreuses bandes de faibles intensités dont la position dépend du PAH en question.

Les VSGs sont responsables de la bosse à 2175 en extinction, modélisée par un profil de Drude. Les porteurs potentiels de cette bosse produisent tous un continuum sous-jacent, modélisé par un accroissement linéaire. À nouveau, la comparaison entre énergie absorbée (dans la bosse) et

énergie émise (entre 20 et 70 μm) permet d'ajuster la contribution des VSGs à la composante continue. L'énergie émise en moyenne dans la bosse, pour le milieu interstellaire permet quant à elle de contraindre l'abondance en masse des VSGs.

L'efficacité d'absorption de silicates mélangés ou recouverts par du carbone sera plus élevée que celle de silicates purs. Les auteurs choisissent une modélisation simple des efficacités d'absorption et de diffusion. Aux longueurs d'onde petites relativement à la taille des grains, ils imposent que $\Sigma_{abs} + \Sigma_{diff} = 2$. En tenant compte de la distribution de taille utilisée (voir section suivante), l'albedo maximum des BGs est d'environ 0.6, contre 0.9 pour des silicates purs.

3.2.3 Distribution en taille

Chacune des composantes du modèle est représentée par une loi de puissance :

$$\frac{dn}{da} \propto a^{-\alpha} \quad \text{entre } a_{min} \text{ et } a_{max}. \quad (3.2)$$

Afin de contraindre au mieux les abondances et les paramètres de cette distribution pour les PAHs, les VSGs et les BGs, les auteurs ont cherché à ajuster à la fois la courbe d'extinction et l'émission infrarouge du milieu interstellaire local. Ils ont procédé de manière itérative : (1) ajustement de la courbe d'extinction avec un jeu de paramètres, (2) calcul de l'énergie absorbée par la poussière, de l'ultraviolet à l'infrarouge, dans un champ de rayonnement local, (3) comparaison entre le spectre infrarouge produit et l'émission observée et (4) optimiser les paramètres et recommencer au (1). Les paramètres obtenus sont donnés dans la Table 3.1.

Pour les PAHs, la taille minimum est contrainte par la photo-thermo-dissociation des petites particules dans le champ de rayonnement local, autour de 4 \AA . Le rapport d'intensité entre 25 et 12 μm observé dans le milieu local limite la taille maximum autour de 12 μm .

Les flux à 25 et 60 μm sont dus pour moitié aux VSGs et aux PAHs (à 25 μm) ou aux BGs (à 60 μm). Le rapport d'intensité auquel doivent alors s'ajuster les VSGs nécessite une taille moyenne de 7 nm. Les paramètres restants sont fixés, en supposant que la distribution en taille des grains est continue : $a_{min}(VSG) = a_{max}(PAH)$ et $a_{max}(VSG) = a_{min}(BG)$.

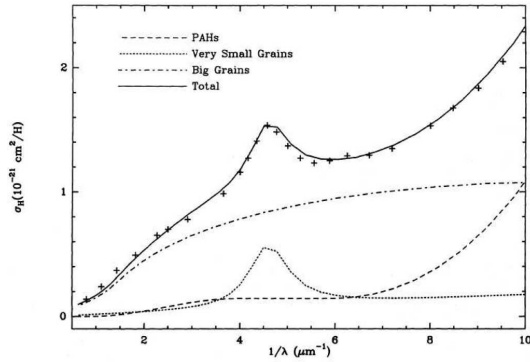
La distribution en taille des BGs est essentiellement définie par la courbe d'extinction. D'une part, la montée linéaire dans l'ultraviolet lointain contraint bien la taille minimum (~ 10 à 20 nm). D'autre part, la taille maximum doit être au moins de 100 nm et l'exposant $\alpha \simeq 2.7$ à 3.5 afin de rendre compte de la forme et l'amplitude de l'extinction dans l'infrarouge et le visible. Ces deux paramètres dépendent directement du paramètre R de la courbe d'extinction.

3.2.4 Conclusions sur le modèle originel

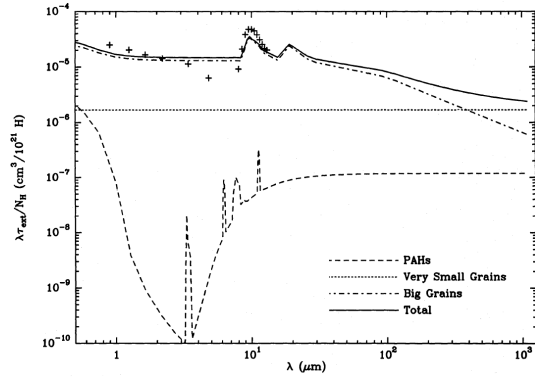
Le modèle de Désert et al. (1990) utilise un nombre minimum de composante afin de rendre compte simultanément de l'extinction des poussières et de leur émission infrarouge. Les propriétés des grains sont déduites des observations (astronomiques et laboratoires) dans le but d'être cohérentes avec l'extinction et l'émission des poussières et non construites à partir d'hypothèses

sur la composition des grains. Cela peut parfois conduire à des désaccords entre grains astrophysiques et grains de laboratoire. Ainsi, la bosse à 2175 des VSGs est plus étroite que celle produite par n'importe quel candidat carboné. Enfin, le modèle est en accord avec les abondances cosmiques. Les abondances des PAHs et des VSGs correspondent chacune à 8% de l'abondance cosmique du carbone, tandis que les BGs en contiennent 24 %. Le silicium, le magnésium et le fer sont utilisés à 70% pour les BGs.

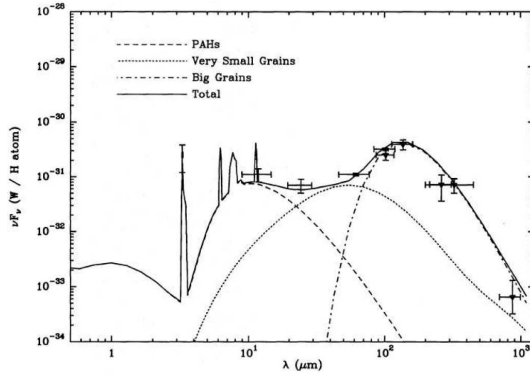
Le spectre d'émission de la poussière tel qu'il est défini par le modèle est donné par la figure 3.1(c). Les figures 3.1(a) et 3.1(b) montrent les courbes en extinction dans le visible/ultraviolet et dans l'infrarouge. La figure 3.1(d) représente la distribution en masse standard de la poussière telle qu'elle est utilisée dans le modèle.



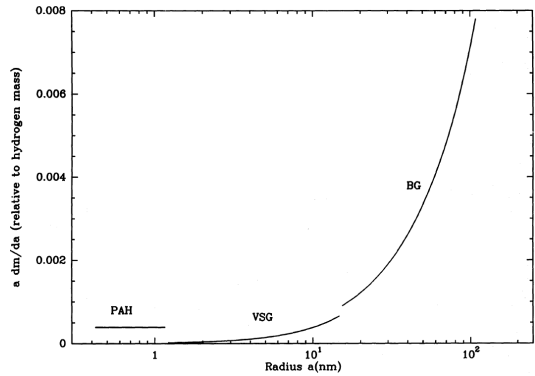
(a) Courbe d'extinction de la poussière dans le milieu diffus aux longueurs d'onde du visible et de l'ultraviolet.



(b) Courbe d'extinction de la poussière dans le milieu diffus aux longueurs d'onde de l'infrarouge.



(c) Spectre d'émission de la poussière dans le modèle d'origine. La contribution des trois composants (PAHs, VSGs et BGs) est visible. Les croix sont des observations infrarouges et submillimétriques.



(d) Distribution en masse de la poussière utilisée dans le modèle d'origine.

FIG. 3.1 – Modèle original de Désert et al. (1990).

3.3 Mises à jour post-ISO

3.3.1 Sections efficaces PAHs et VSGs

Grâce aux observations du satellite ISO (voir section 4.2 page 52), les propriétés des PAHs et des VSGs ont pu être revues et précisées. D’une part, les caractéristiques et le nombre des bandes PAHs ont été corrigées. Des bandes ont ainsi été rajoutées à 12.7 et 16.4 μm et attribuées aux PAHs (Verstraete et al. 2001). Toutes les bandes sont depuis modélisées par des lorentziennes (Boulanger et al. 1998). L’extinction des PAHs a également été modifiée suite à des mesures effectuées en laboratoire qui ont montré que le modèle surestimait la remontée non-linéaire dans l’ultraviolet et ne rendait pas compte d’une contribution des PAHs à la bosse à 2175 . La section efficace d’absorption des PAHs a donc été mise à jour de façon analytique par Verstraete (2001) pour des grains bi- et tri-dimensionnels. Dans le cadre du modèle de Désert et al. (1990), les PAHs restent cependant des molécules planes. Enfin, une coupure existe au niveau du continuum électronique et sa position, mise à jour, varie en fonction de la taille des PAHs et de leur état d’ionisation. En conséquence, la section efficace d’absorption des PAHs dans le visible est maintenant plus élevée que dans le modèle d’origine, ce qui est en accord avec le fait que des photons d’énergie plus faible que dans l’ultraviolet (émis par des étoiles froides dans des nébuleuses par réflexion) peuvent également exciter les PAHs (voir par exemple Li & Draine 2002b).

Par ailleurs, les sections efficaces des VSGs ont aussi été mises à jour. En effet, la contribution des PAHs à la remontée dans l’ultraviolet lointain n’est plus celle de Désert et al. (1990) et il n’est donc plus possible de rendre compte de la forme de cette partie de la courbe d’extinction avec les seuls PAHs. La solution est de remplacer les VSGs d’origine par du graphite (Compiègne 2007), puisque le graphite permet à la fois de reproduire la bosse à 2175 et une remontée non-linéaire dans l’ultraviolet lointain.

3.3.2 Distributions de taille

Les distributions de taille doivent être adaptées pour tenir compte de ces changements sur les propriétés des PAHs et des VSGs, qui ont été incluses dans le code par Mathieu Compiègne durant sa thèse (Compiègne 2007). Il a fixé les exposants α des lois de puissance à 3.5 afin d’être en accord avec des calculs d’évolution des poussières (Biermann & Harwit 1980) et la distribution MRN. Les tailles minimum et maximum ont ensuite été ajustées afin de reproduire la courbe d’extinction totale et l’émission infrarouge de l’ensemble des poussières du milieu diffus, qui sont alors très peu différentes de celles du modèle d’origine. Ce sont les contributions des PAHs et des VSGs à l’extinction qui sont différentes. Les PAHs absorbent moins dans l’ultraviolet lointain et plus dans la bosse, et inversement pour les VSGs. En conséquence, dans un champ de rayonnement plus dur, l’énergie absorbée par les VSGs va être plus importante que dans le modèle de 1990. Le spectre d’émission en est donc directement affecté.

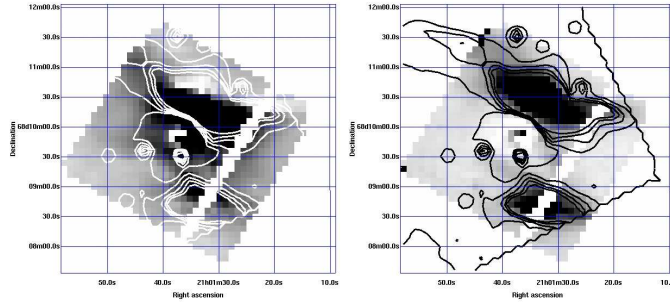


FIG. 3.2 – Cartes de poids des PAHs cations (gauche) et neutres (droite) pour la nébuleuse par réflexion NGC7023. L'étoile illuminatrice est au centre. Les régions noires sont celles de faible intensité, celles en blanc sont celles de forte intensité. Les contours sont ceux de l'intensité de la bande à $3.3 \mu\text{m}$ déduite de la différence pondérée entre les cartes IRAC 3.6 et IRAC 4.5 (voir Éq. 3.1). Les contours très resserrés sont dus à la présence de sources ponctuelles.

3.4 Mises à jour post-Spitzer

3.4.1 Sections efficaces PAHs neutres et cations

Dans le cadre de ma thèse, j'ai cherché à mettre à jour les sections efficaces des PAHs afin qu'elles tiennent compte des propriétés de charge des grains. Pour cela, je me suis appuyé sur le travail de Rapacioli et al. (2005) qui ont décomposé, entre 5 et $15 \mu\text{m}$, l'émission des poussières dans la nébuleuse par réflexion NGC7023 en PAHs neutres, PAHs ionisés et VSGs. J'ai tout d'abord tenu compte d'une mise à jour des bandes PAHs effectuée par François Boulanger, qui a rajouté plusieurs bandes de faibles intensités et décomposé certaines bandes larges en multiples composantes après analyse de spectres ISOCAM/CVF. En tenant compte de ces nouvelles bandes PAHs, j'ai combiné les travaux de Rapacioli et al. (2005) avec des données Spitzer/IRAC de NGC7023 pour remonter aux sections efficaces des PAHs cations et neutres.

J'ai commencé par prendre les spectres d'émissions PAHs neutres I_{ν}^0 et PAHs cations I_{ν}^+ de Rapacioli et al. (2005). J'ai ensuite décomposé les cubes de données ISOCAM/CVF afin de générer une carte de poids pour rendre compte de la contribution de chacune des composantes PAH ($CAT(i, j)$ et $NEU(i, j)$). Ces cartes de poids m'ont ensuite servi à décomposer les cartes Spitzer/IRAC à 3.6 et $4.5 \mu\text{m}$ afin d'étendre les spectres d'émission aux longueurs d'onde plus

Composante	α	a_{min}	a_{max}
PAH	3.5	0.4	1.2
VSG	3.5	1.0	4.0
BG	3.5	4.0	110

TAB. 3.2 – Paramètres du modèle mis à jour par Mathieu Compiègne dans sa thèse de doctorat.

λ (μm)	a_{neu}	W_{neu} (cm^{-1})	a_{cat}	W_{cat} (cm^{-1})
3.3	1.0	20	1.0	20
5.25	0.013	43	0.82	43
5.7	0.026	43	0.69	43
6.2	0.401	25	24.0	32
6.85	0.064	65	3.65	85
7.5	0.129	26	9.60	36
7.6	0.450	31	17.3	26
7.83	0.206	31	14.4	45
8.6	1.29	20	54.7	25
11.3	3.34	10	28.8	20
12.0	0.154	12	5.28	15
12.7	0.900	13	21.1	10

TAB. 3.3 – Amplitudes et mi-largeurs des sections efficaces pour les PAHs neutres et cations, normalisées aux valeurs pour la bande à 3.3 μm .

courtes que 5 μm . J’ai également réalisé cette décomposition sur la carte à 8.0 μm afin de vérifier la cohérence de l’analyse. Cette première étape peut être résumée par l’équation suivante :

$$\begin{aligned}
I_\nu(i, j, \lambda) &= I_\nu^0(\lambda) \times NEU(i, j) \\
&+ I_\nu^+(\lambda) \times CAT(i, j) + CONST(i, j, \lambda)
\end{aligned} \tag{3.3}$$

où $CONST(i, j, \lambda)$ est un terme qui rend compte de la contribution des VSGs à ces courtes longueurs d’onde.

La seconde étape du processus consiste à inverser les spectres d’émission en sections efficaces infrarouges pour PAHs neutres et cations. Pour ce faire, nous considérons un champ de rayonnement qui doit reproduire les conditions de la nébuleuse par réflexion NGC7023 : une étoile de température effective $T_{eff} = 17000$ K. Nous conservons une distribution de taille d’origine. Nous itérons ce processus en modifiant les sections efficaces jusqu’à ce que les spectres reproduits par le modèle soient à moins de 10% de ceux de Rapacioli et al. (2005) au-delà de 5 μm et à moins de 10% des mesures photométriques Spitzer/IRAC à 3.6, 4.5 et 8.0 μm . Notons que c’est en fait la différence entre les intensités à 3.6 et 4.5 μm qui est ajustée, car le modèle ne tient pas compte du continuum proche infrarouge sous-jacent à la bande à 3.3 μm . Pour plus de détails sur cette combinaison linéaire, voir partie II chapitre 3 page 74. Les sections efficaces finales sont données dans la Table 3.4.1

3.4.2 Fraction d’ionisation

Afin de pouvoir tenir compte de manière systématique de ces propriétés distinctes, j’ai couplé le modèle de poussières à un module qui calcule la fraction d’ionisation des PAHs en fonction de

leur taille. Ce module tient compte de quatre processus : la photoionisation, la recombinaison électronique, l'attachement électronique et le photodétachement électronique (voir pour plus de détails Le Page et al. 2001). Ce module dépend du champ de rayonnement incident, de la densité électronique et de la température du gaz. Initialement, les propriétés des anions, mal connues, étaient considérées identiques à celles des neutres. Une telle décision était nécessaire car, même si la fraction d'anion était faible, elle n'était généralement pas nulle. Dans une nouvelle mise à jour plus récente du modèle, nous considérons maintenant que les anions sont plus proches des cations que des neutres, même si la vérité semble être intermédiaire. En effet, Bakes et al. (2001a) ont calculé les spectres d'émission de PAHs terrestres neutres, anions et cations, à l'aide de sections efficaces déduites de chimie quantique. Certains anions présentent une bande à $3.3\ \mu\text{m}$, caractéristiques de PAHs neutres, mais ont un rapport entre les bandes du massif à $6\text{--}8\ \mu\text{m}$ et celles du massif à $11.3\ \mu\text{m}$ élevé, ce qui est plutôt caractéristique de PAHs cations. En attendant des mesures plus riches sur des PAHs anions, le doute persiste sur leurs sections efficaces véritables. Dans une version précédente, le modèle devait être exécuté trois fois, afin de produire le spectre d'émission globale des PAHs (neutres + cations + anions). J'ai récemment mis à jour cette partie de code du modèle. Dans son état actuel, il possède une nouvelle entrée qui lui donne la fraction de PAHs neutres, cations et anions, en fonction de la taille de ces derniers. Il calcule alors le spectre d'émission global des PAHs en une seule fois.

3.4.3 Mises à jour à venir et publication du nouveau modèle

Les travaux de recherche sur l'émission ou l'extinction des poussières se poursuit bien évidemment et de nombreuses évolutions du modèle sont à venir, parmi lesquelles on citera les travaux de Déborah Paradis sur la variation de l'émissivité des gros grains (Meny et al. 2007) et ceux de Nathalie Ysard sur l'émission anormale micro-onde qui l'ont amenée à revoir les sections efficaces des PAHs (Ysard & Verstraete 2007).

Suite aux nombreuses modifications apportées au modèle de Désert et al. (1990) depuis sa première publication, il a été envisagé par de nombreux collaborateurs de l'IAS à Orsay et du CESR à Toulouse de publier une nouvelle version du modèle qui tiendrait compte de toutes les mises à jour réalisées depuis 1990. Ce code devrait être rendu public ainsi que des procédures d'ajustement de distribution spectrales d'énergie (SEDs) par le modèle.

Télescopes infrarouges spatiaux

Sommaire

4.1	Le Télescope Spatial Spitzer	46
4.1.1	Le télescope	46
4.1.2	Les instruments	48
4.1.3	Les programmes d'observations	50
4.2	ISO	52
4.3	The Midcourse Space Experiment (MSX)	53
4.4	Infrared Astronomical Satellite (IRAS)	53
4.5	Cosmic Background Explorer (COBE)	54
4.6	AROME	55
4.7	InfraRed Telescope in Space (IRTS)	55

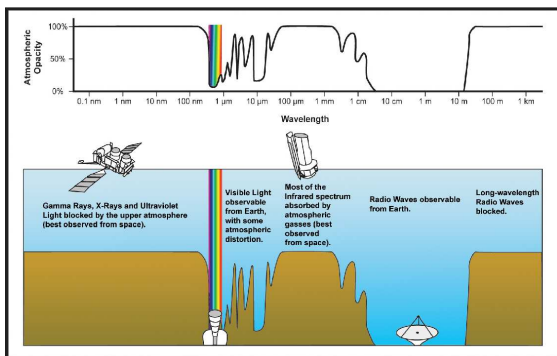


FIG. 4.1 – Transmission de l'atmosphère des longueurs d'onde gamma aux longueurs d'onde radio. Dans le domaine infrarouge, seules d'étroites fenêtres sont observables depuis le sol.

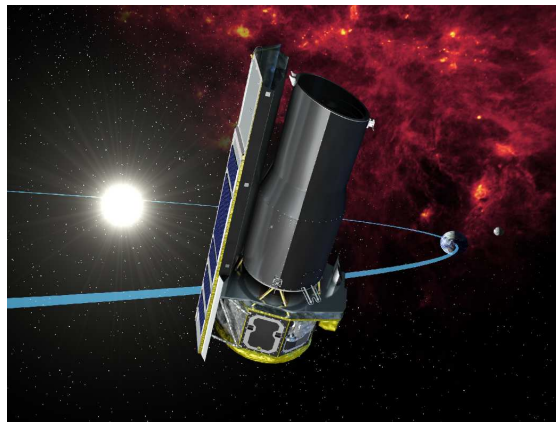


FIG. 4.2 – Vue d'artiste du Télescope Spatial Spitzer suivant la Terre sur une orbite héliocentrique.

Ma thèse porte essentiellement sur la caractérisation des poussières grâce à leur émission. J'ai donc utilisé de nombreuses observations infrarouges. Etant donnée la transmission de l'atmosphère (Fig. 4.1 d'après le site internet Spitzer²), ces observations se font préférentiellement à l'aide de télescope et observatoires spatiaux. Tout au long de ma thèse, j'ai majoritairement utilisé des données du télescope spatial Spitzer que je présenterai pour commencer. Je passerai ensuite plus rapidement sur les autres missions spatiales dont j'ai utilisé les données.

4.1 Le Télescope Spatial Spitzer

Le télescope spatial Spitzer (anciennement SIRTf, pour Space InfraRed Telescope Facility) est un observatoire³ spatial infrarouge de la NASA. Il est le quatrième et dernier élément du programme Great Observatories de la NASA, qui comprend également les télescopes spatiaux Hubble, Compton et Chandra et qui couvre ainsi "l'ensemble" du spectre électromagnétique. Il fait aussi partie de l'ambitieux programme Origins de la NASA qui combine télescope spatiaux et au sol et doit permettre d'obtenir un catalogue extrêmement riche et détaillé de systèmes planétaires à l'horizon 2050.

4.1.1 Le télescope

Lancé en août 2003 de Cap Canaveral en Floride par une fusée Delta, le télescope spatial Spitzer suit la Terre sur une orbite héliocentrique (Fig. 4.2). Le télescope se compose d'un miroir primaire de 85 centimètres et de trois instruments refroidis cryogéniquement à moins de 6 kelvins. Un tel refroidissement est nécessaire pour tout télescope spatial infrarouge puisque toute source

²<http://www.spitzer.caltech.edu/spitzer/index.shtml>

³Un observatoire spatial a un planning d'observations fixé par un comité et qui fait suite à un appel d'offres à la communauté scientifique internationale, par opposition à une mission dont les observations sont déterminées avant même le lancement (cas des relevés complets du ciel).



FIG. 4.3 – Maquette éclatée du Télescope Spatial Spitzer vue au Jet Propulsion Laboratory.

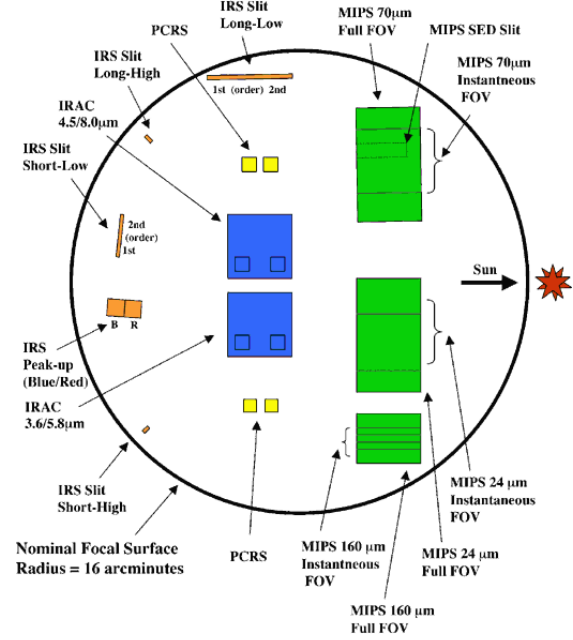


FIG. 4.4 – Plan focal du Télescope Spatial Spitzer et répartition des différents détecteurs sur celui-ci.

de chaleur émet principalement dans cette gamme de longueur d'onde. Un bouclier solaire a été placé sur le télescope afin de le protéger du rayonnement de notre étoile et le satellite se situe suffisamment loin de notre planète pour ne pas être perturbé par le rayonnement de la Terre. Enfin, afin d'éviter que la propre chaleur du télescope n'interfère avec les signaux astrophysiques, il faut également minimiser la température du satellite et de ses instruments. Le réservoir de 360 litres d'hélium liquide embarqué à cette fin assurait au télescope spatial Spitzer une durée de vie minimum de deux années et demie. Les dernières estimations indiquent que le satellite sera toujours utilisable nominalement au-delà de 2008. Après cette période de plus de cinq ans, la mission entrera dans une nouvelle phase dite post-cryogénique ou "chaude", pendant laquelle seules les 2 plus courtes longueurs d'onde du télescope fonctionneront à leur sensibilité optimale.

Le satellite Spitzer est équipé de 3 instruments qui lui confère des capacités d'imagerie et de spectroscopie entre 3 et 180 microns. Ces 3 instruments se répartissent le plan focal du télescope comme indiqué sur la figure 4.4. La résolution spatiale est limitée par la diffraction, au-delà de 5.5 microns.

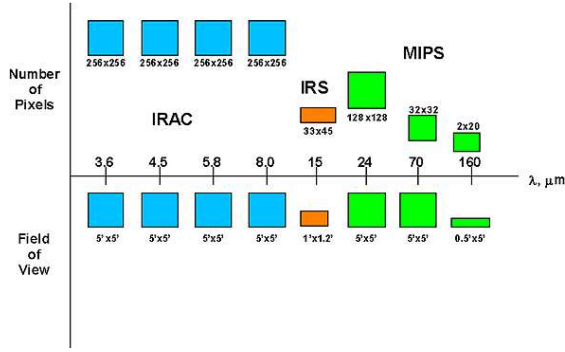


FIG. 4.5 – Taille réelle et apparente des différents détecteurs du Télescope Spatial Spitzer.

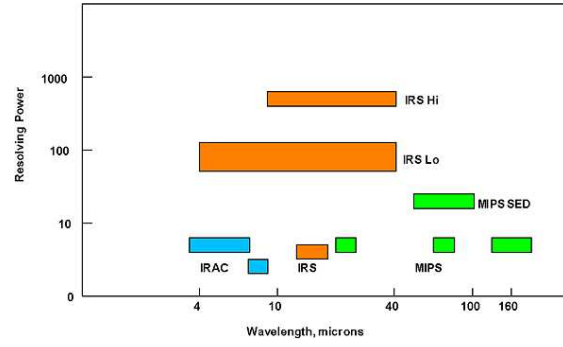


FIG. 4.6 – Pouvoir de résolution spectrale des différents détecteurs du Télescope Spatial Spitzer.

4.1.2 Les instruments

IRAC : InfraRed Array Camera

L'instrument IRAC (Fazio et al. 2004) est la caméra infrarouge proche du satellite Spitzer. Elle comporte quatre canaux dont les longueurs d'onde de référence sont 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 microns. En opération, IRAC observe simultanément le ciel dans toutes ses bandes larges, avec un champ de vue de 5.2 minutes d'arc de côté. Grâce à deux séparateurs de faisceau dichroïques, les canaux à 3.6 et 5.8 microns observent exactement le même champ, tandis que les canaux à 4.5 et 8.0 microns en observent un autre, légèrement décalé. Les quatre détecteurs sont des matrices carrées de 256 pixels de côté, chaque pixel ayant une taille apparente de 1.2 minute d'arc.

Les 4 bandes de l'instrument IRAC sont positionnées de telle sorte sur le spectre infrarouge qu'elles permettent de mesurer les couleurs d'émission des PAHs (voir Fig. 4.7). En utilisant notre modèle de poussières, il est alors possible de contraindre les propriétés de ces PAHs, en terme de taille ou d'ionisation par exemple (voir section II page 59).

MIPS : Multiband Imaging Photometer for Spitzer

L'instrument MIPS (Rieke et al. 2004) est à la fois un imageur en bandes larges à 24, 70 et 160 microns et un spectrographe basse résolution ($R \sim 15 - 25$) entre 52 et 97 microns. Comme pour la caméra IRAC, les différents canaux de MIPS observent le ciel simultanément, mais à des positions légèrement différentes. Un déplacement du télescope est donc nécessaire si l'on souhaite couvrir une zone avec les 3 bandes.

Le détecteur à 24 microns couvre un champ de vue de 5.4 minutes d'arc de côté grâce à une matrice de 128x128 pixels. La taille apparente des pixels est donc de 2.55 secondes d'arc.

Le détecteur à 70 microns, suite à un problème de câblage, a vu sa taille se réduire de moitié. En mode d'opération standard, chaque pixel de la matrice 16x32 a une taille apparente de 9.96 secondes d'arc ce qui produit un champ de vue total de 5.2 par 2.6 minutes d'arc. Une partie plus étroite de ce détecteur peut être utilisée pour faire de la spectroscopie basse résolution ou

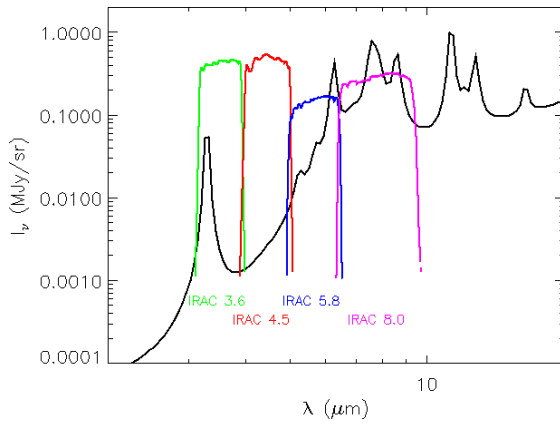


FIG. 4.7 – Réponse spectrale des quatre canaux de la caméra IRAC superposée à un spectre d'émission de la poussière issu du modèle.

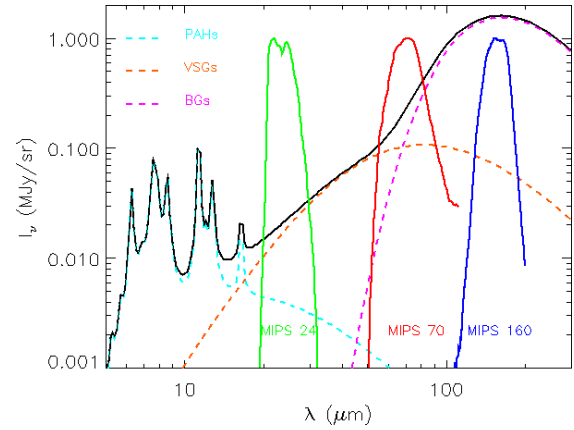


FIG. 4.8 – Réponse spectrale des trois canaux de la caméra MIPS superposée à un spectre d'émission de la poussière issu du modèle.

de l'imagerie haute résolution. Un miroir mobile, qui permet habituellement de balayer le ciel, est alors utilisé pour sélectionner une autre voie d'accès au détecteur sur laquelle est placé un système d'agrandissement (imagerie haute résolution) ou une fente puis un réseau par réflexion (spectroscopie basse résolution). Le champ de vue en mode haute résolution spatiale est diminué de moitié, tandis qu'en mode spectroscopique, la fente a une longueur de 2 minutes d'arc.

Le détecteur à 160 microns couvre quant à lui un champ de vue de 0.5 par 5.3 minutes d'arc mais de multiples expositions permettent de construire une image de 2.1 par 5.3 minutes d'arc. Un problème de câblage est également à l'origine de la perte de plusieurs pixels sur le détecteur.

Les 3 bandes de l'instrument MIPS sont positionnées de telle sorte sur le spectre infrarouge qu'elles permettent de mesurer les couleurs d'émission des VSGs et des BGs. En utilisant notre modèle de poussières et en combinant les bandes MIPS aux bandes IRAC, il est alors possible de contraindre les propriétés de la distribution de taille des grains et les abondances relatives des PAHs, VSGs et BGs (voir section III page 99).

IRS : InfraRed Spectrograph

L'instrument IRS (Houck et al. 2004) est un spectrographe de basse résolution ($R \sim 60-120$) entre 5.2 et 38 microns et de haute résolution ($R \sim 600$) entre 9.9 et 37.2 microns. Pour chaque niveau de résolution, deux modules existent : l'un à courte longueur d'onde et l'autre à grande longueur d'onde. Le spectrographe possède ainsi 4 modules couramment appelés SL (*Short-Low*), LL (*Long-Low*), SH (*Short-High*) et LH (*Long-High*). Les deux modules basse résolution donnent accès à deux ordres de dispersion.

L'instrument IRS possède également deux détecteurs dits 'Peak-Up' associés au module SL. Ces deux matrices permettent un positionnement précis dans n'importe quelle fente du spectrographe et fournissent des images de la source en infrarouge moyen (~ 15 microns pour le Peak-Up bleu, ~ 22 microns pour le Peak-Up rouge).

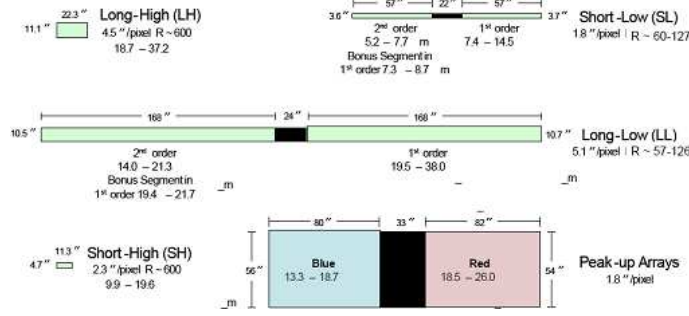


FIG. 4.9 – Résumé des caractéristiques des modules de IRS. Les fentes ne sont pas parallèles sur le plan focal.

Les 4 modules de l'instrument IRS permettent de mesurer le spectre d'émission des poussières. Ils permettent également d'avoir accès aux raies du gaz. Je n'ai pas utilisé cet instrument dans le cadre de ma thèse. J'ai cependant réalisé une demande de temps sur cet instrument dans le cadre du quatrième appel à proposition du Centre Spatial Spitzer afin d'obtenir des observations sur la nébuleuse de l'Aigle et de confirmer la découverte d'une supernova au sein de cet objet (voir section IV page 135).

4.1.3 Les programmes d'observations

Galactic First Look Survey (GFLS)

Le Centre Spatial Spitzer a mené un programme d'observations pour la communauté des utilisateurs du télescope dans le cadre du *First Look Survey* (FLS), débuté au 98ème jour de la mission. Les observations réalisées pour le FLS sont en fait les premières tâches scientifiques du satellite Spitzer et se décomposent en trois parties : galactique, extragalactique et planétaire.

Dans le cadre de ma thèse, j'ai utilisé certaines des données du *Galactic First Look Survey* (GFLS). Ce programme de 36 heures a observé différentes régions de la Voie Lactée dans le but de caractériser les cirrus et de faire des comptages de sources dans différents environnements galactiques. Plusieurs séries de cartes ont été obtenues avec les instruments MIPS et IRAC aux coordonnées galactiques ($l = 254.4^\circ$, $b = 0, -2, -5, -9, -14$), ($l = 105.6^\circ$, $b = -1.3, 0.3, 2, 4, 8, 16, 32$), ($l = 97.5^\circ$, $b = -4, 0, 4, 16$) et sur le nuage moléculaire L1228.

Galactic Legacy Infrared Mid Plane Survey Extraordinaire (GLIMPSE)

Le relevé GLIMPSE (Benjamin et al. 2003), dont le principal investigateur est Ed Churchwell (University of Wisconsin), fait partie des programmes de type "Legacy". Ces projets, au nombre de 6 la première année d'opération du télescope, sont des programmes d'observations majeurs de la mission, dont le but est de réaliser une base de données cohérente et conséquente à l'utilisation de la communauté scientifique. Les caractéristiques principales d'un programme "Legacy" sont (1) d'être des projets scientifiques larges et cohérents qui ne peuvent être reproduits par un

nombre raisonnable ou une combinaison de projets plus petits, (2) d'être des projets d'importance sur le long terme pour la communauté scientifique dans son ensemble et (3) de donner libre accès à leurs observations immédiatement après leur traitement et leur validation et permettre ainsi à la communauté scientifique de proposer rapidement un suivi observationnel ou des projets de recherche, que cela soit avec Spitzer ou d'autres observatoires.

Le but du relevé GLIMPSE est de cartographier le plan Galactique entre 10° et 70° de longitude de chaque côté du centre de la Voie Lactée et entre -1° et 1° de latitude. Environ 400 heures d'observations ont été nécessaires pour couvrir ces 240 degrés carrés avec les 4 canaux de l'instrument IRAC. Le principal objectif scientifique inclut l'étude de la structure des régions internes de la Galaxie et de la physique et statistique de la formation d'étoiles.

A 24 and 70 Micron Survey of the Inner Galactic Disk with MIPS (MIPSGAL)

Le projet MIPSGAL (Carey et al. 2005) est en quelque sorte l'équivalent de GLIMPSE aux grandes longueurs d'onde : un relevé du plan galactique avec l'instrument MIPS. Il s'agit également d'un programme de type "Legacy", réalisé au cours de la deuxième année d'opération du télescope Spitzer. Le principal investigateur de ce programme est Sean Carey (Spitzer Science Center). Le relevé MIPSGAL complète le relevé GLIMPSE en couvrant 220 degrés carrés des régions internes de la Galaxie, entre 10° et 65° de longitude de chaque côté du centre de la Voie Lactée et entre -1° et 1° de latitude. Les bandes à 24 et 70 microns de l'instrument MIPS couvrent l'intégralité de cette surface, même si un faible pourcentage de celle-ci fait saturer les détecteurs. Le canal à 160 microns n'a été utilisé que sur une partie réduite du relevé car il sature bien plus rapidement.

Les principaux objectifs de ce programme sont : d'examiner les phases primordiales de la formation d'étoiles massives, compléter le recensement des régions de formation d'étoiles dans la partie interne du disque galactique, produire un instantané du taux de formation stellaire galactique actuel, mesurer la distribution et le chauffage des grains du milieu interstellaire. L'équipe MIPSGAL s'est également engagée à fournir à l'ensemble de la communauté scientifique des données de qualité supérieure à celle de la chaîne de traitement officielle, en produisant un catalogue des sources ponctuelles, des mosaïques et, dans le but de faciliter l'étude de l'émission étendue, de larges mosaïques sans sources ponctuelles.

Dans le cadre de ma thèse, j'ai travaillé pendant 6 mois au Centre Spatial Spitzer au sein de l'équipe MIPSGAL, avec pour objectif l'analyse de l'émission infrarouge de la Nébuleuse de l'Aigle et l'étude des propriétés des grains dans les Piliers de la Création (voir section IV page 135).

A Spitzer Imaging Survey of the Entire Taurus Molecular Cloud (TAUPROP)

Le programme d'observations TAUPROP (Padgett et al. 2006) a toutes les caractéristiques d'un Legacy sans en être un. Son principal investigateur est Deborah Padgett (Spitzer Science Center). L'objectif scientifique de ce programme est d'étudier les plus proches nuages de formation

d'étoiles, situés dans le Taureau, à environ 140 pc du Soleil. Une surface de 28 degrés carrés a été observée avec tous les canaux des instruments IRAC et MIPS. La sensibilité 20 fois supérieure à ISOCAM à 8 microns et 200 fois supérieurs à IRAS à 24 microns a permis de révéler une population stellaire jeune : protoétoiles, objets substellaires, disques.

Dans le cadre de ma thèse, j'ai utilisé les données de ce programme dans le but de caractériser la variation des propriétés des poussières aux petites échelles spatiales. Je me suis concentré sur l'interface entre milieu diffus et nuage moléculaire, dans des parties transparentes du nuage. J'ai également utilisé ces données pour caractériser un algorithme de création de carte pour le canal à 160 microns de l'instrument MIPS. Ces travaux sont détaillés section III page 99.

An Explosive Discovery in the Eagle Nebula (EDEN)

J'ai soumis le projet EDEN en février 2007 au quatrième appel à propositions du Centre Spatial Spitzer afin de confirmer la découverte d'une supernova dans M16. Il s'agissait de cartographier en 25 heures la Nébuleuse de l'Aigle avec l'instrument IRS. Cette demande de temps n'a malheureusement pas été acceptée. Je soumettrai une nouvelle demande lors du prochain cycle, qui sera également le dernier avant la phase de vie "chaude" du télescope.

4.2 ISO

Le satellite ISO (Infrared Space Observatory) de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) a fonctionné entre novembre 1995 et mai 1998. Ce télescope de 60 centimètres était équipé de 4 instruments qui couvraient les longueurs d'onde entre 2.5 et 240 microns :

La caméra infrarouge ISOCAM a été conçue pour obtenir des images du ciel entre 2.5 et 18 μm . Avec le CVF (*Circular Variable Filters*), cet instrument a permis de construire des cubes de données à deux dimensions spatiales et une dimension spectrale, entre 2.5 et 17 μm , avec une résolution de ~ 40 .

Le photo-polarimètre ISOPHOT fonctionnait selon 4 modes : spectrophotométrie (2.5 à 12 μm), polarimétrie (25 à 170 μm), imagerie (40 à 240 μm) et photométrie d'ouverture (3 à 120 μm).

Le spectromètre à courte longueur d'onde SWS a permis d'obtenir des données spectroscopiques moyenne et haute résolution sur l'intervalle de longueur d'onde entre 2.38 et 45.2 μm . La résolution standard était de $R \sim 1000$ -2000 mais l'insertion de filtres Fabry-Pérot permettait de l'améliorer jusqu'à $R \sim 30000$ entre 15 et 35 μm .

Le spectromètre à grande longueur d'onde LWS couvrait l'intervalle spectral entre 43 et 197 μm avec une résolution de base $R \sim 150$ -200 en utilisant un réseau et une résolution améliorée $R \sim 6800$ -9700 à l'aide de Fabry-Pérot.

4.3 The Midcourse Space Experiment (MSX)

Le satellite MSX, lancé en avril 1996, était une mission du BMDO (*Ballistic Missile Defense Organization*) dont le but était de réunir des données pour le développement de futurs systèmes de défense anti-missiles spatiaux et au sol. Afin d'étudier les signatures des missiles balistiques après l'extinction de leur moteurs et avant leur rentrée dans l'atmosphère, ainsi que les arrière-plans sur lesquels ces cibles seront vues, ce satellite emportait un télescope infrarouge (SPIRIT III), des imageurs visible et ultraviolet (UVISI) et une camera visible (SBV). Cette mission avait également pour objectif de tester pour la première fois le refroidissement cryogénique d'un télescope infrarouge à l'aide d'hydrogène solide en lieu et place de l'hélium liquide.

L'instrument SPIRIT III (*Spatial Infrared Imaging Telescope*) consiste en un télescope de 37 centimètres, d'un radiomètre et d'un spectromètre à transformée de Fourier. Le réservoir cryogénique fournissait à SPIRIT III une durée de vie d'environ 15 mois. Le radiomètre disposait de 5 détecteurs infrarouges avec lesquels il a observé des champs de 1° par 3° : A (6.03-10.91 μm), B(4.22-4.46 μm), C(11.1-13.24 μm), D(13.5-15.9 μm) et E(18.3-25 μm). Aucune image astronomique n'a été obtenue avec la bande B, centrée sur la raie du CO_2 à 4.2 μm et dont l'étroitesse du filtre ne permettait pas d'atteindre une sensibilité suffisante pour de l'imagerie. Les 4 autres canaux, à 8.28, 12.13, 14.65 et 21.34 μm , ont été utilisés pour effectuer un relevé de l'ensemble du plan galactique entre -5° et $+5^\circ$ de latitude, combler les zones que IRAS n'avait pas observées et certaines cibles spécifiques (Petit et Grand Nuages de Magellan, régions de formation d'étoiles hors du plan galactique dont Orion, galaxies dont M31).

4.4 Infrared Astronomical Satellite (IRAS)

La mission IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*) résultait de la collaboration entre Etats-Unis, Pays-Bas et le Royaume-Uni. Ce télescope de 60 centimètres, refroidi par hélium liquide, a effectué au cours de l'année 1983 un relevé de l'ensemble du ciel dans 4 bandes larges centrées à 12, 25, 60 et 100 μm . La résolution spatiale varie de 0.5 minute d'arc à 2 minutes d'arc, de 12 μm à 100 μm . Environ 350000 sources infrarouges ont été détectées grâce à ces relevés, augmentant ainsi le nombre de sources cataloguées de 70%. Parmi les découvertes réalisées par IRAS, on retrouve : un disque de poussières autour de Vega, 6 nouvelles comètes et les cirrus infrarouges, fins nuages de poussières chaudes que l'on observe dans toutes les directions de l'espace. IRAS a également révélé pour la première fois le centre de notre Galaxie.

Miville-Deschênes & Lagache (2005) ont récemment retraité les données IRAS en améliorant la soustraction de l'émission zodiacale, la calibration, le niveau zéro (grâce à DIRBE) et en supprimant plus efficacement le tramage. Ces données sont connues sous le nom d'IRIS (pour *Improved Reprocessing of the IRAS Survey*).



FIG. 4.10 – Maquette éclatée du satellite IRAS vue au Jet Propulsion Laboratory.

4.5 Cosmic Background Explorer (COBE)

Le satellite COBE (*Cosmic Background Explorer*) a été développé par la NASA afin de mesurer l'émission diffuse infrarouge et micro-onde de l'Univers primordial. Lancé en novembre 1989, COBE transportait 3 instruments qui ont chacun permis de grandes avancées dans le domaine de la cosmologie. L'importance de ces découvertes a été reconnue en 2006 par l'attribution du Prix Nobel de physique à John C. Mather et George F. Smoot, responsables de deux des instruments (FIRAS et DMR respectivement).

DIRBE (*Diffuse InfraRed Background Experiment*) a cartographié l'émission infrarouge absolue de l'ensemble du ciel dans 10 bandes larges (1.25, 2.2, 3.5, 4.9, 12, 25, 60, 100, 140 et 240 μm). Cet instrument devait observer le rayonnement du fond diffus infrarouge et l'a initialement détecté dans les bandes aux deux plus grandes longueurs d'onde avant que de nouvelles analyses le révèlent également dans les cartes du proche infrarouge.

DMR (*Differential Microwave Radiometer*) avait pour but de cartographier le fond diffus micro-onde afin d'en détecter d'éventuelles variations spatiales. Pour la première fois,

des anisotropies de l'ordre de 1 pour 100000 ont été découvertes et ont ainsi permis de comprendre comment la matière était distribuée lorsque l'Univers était encore très jeune.

FIRAS (*Far InfraRed Absolute Spectrophotometer*) devait comparer le spectre du fond diffus micro-onde à un corps noir. Quelques minutes seulement après la mise en route de FIRAS, les données recueillies par COBE ont permis de confirmer la nature thermique du rayonnement cosmologique selon la loi du corps noir de Planck avec une température de 2.7 K. Cette observation, d'une précision remarquable, est une preuve extrêmement solide de la validité du modèle de Big Bang.

4.6 AROME

L'expérience AROME (CNES, CNR et INTA) était composée d'un instrument attaché à un ballon et dont le but était de détecter la bande à 3.3 μm dans l'émission galactique. L'instrument est décrit en détail par Giard et al. (1988) : le flux incident sur le télescope est séparé en deux bandes photométriques à l'aide de filtres interférentiels. Le canal étroit ($\Delta\nu = 0.17\mu\text{m}$) est centré sur la bande à 3.3 μm tandis que le canal large ($\Delta\nu = 0.61\mu\text{m}$), centré pratiquement à la même longueur d'onde, exclut cette signature spectrale. Le relevé du ciel a été effectué lors d'un vol d'une vingtaine d'heures en août 1987, entre l'Italie et l'Espagne.

Ces observations ont permis de démontrer pour la toute première fois la présence de la bande à 3.3 μm dans l'émission diffuse galactique et cela, à toutes les longitudes galactiques observées, avec un maximum en direction des bras spiraux. Globalement, l'intensité de la bande était bien corrélée à l'émission du canal IRAS à 12 μm . De plus, l'intensité moyenne de la bande, relativement au canal à 12 μm , était en bon accord avec les observations de sources présentant les autres bandes aromatiques. Une telle détection validait une prédiction des modèles qui décrivait la matière interstellaire en y incluant des PAHs. En conséquence, les PAHs devenaient la principale source d'émission proche et moyen infrarouge.

4.7 InfraRed Telescope in Space (IRTS)

Le télescope spatial IRTS (*InfraRed Telescope in Space*) est la première mission de l'ISAS (*Institute of Space and Astronautical Science*, l'agence spatiale japonaise) dédiée à l'astronomie infrarouge. Doté de quatre instruments observant simultanément le ciel, IRTS couvrait les longueurs d'onde comprises entre 1 et 1000 μm . On se reportera à l'article de Murakami et al. (1994) pour de plus amples détails.

À l'aide des observations de l'instrument proche infrarouge, Tanaka et al. (1996) ont confirmé la détection de la bande à 3.3 μm dans l'émission diffuse du plan galactique. Cette émission, corrélée à celles des canaux IRAS à 12 et 100 μm , a établi un lien fort entre les porteurs de la bande à 3.3 μm et les gros grains de taille submicronique. De plus, les mesures de IRTS sur l'intensité de la bande relativement à l'émission à 12 et 100 μm sont en parfait accord avec les mesures AROME.

Deuxième partie

Les aromatiques du milieu diffus galactique

1

Le milieu diffus

Sommaire

1.1	Caractéristiques principales	60
1.2	Précédentes observations	60

1.1 Caractéristiques principales

J'ai présenté le milieu interstellaire diffus à la section 1.3.1 page 6. Cette composante du milieu interstellaire est gravitationnellement libre et non localisée, contrairement aux nuages moléculaires, aux régions H II, aux restes de supernovae, aux nébuleuses planétaires, et à toutes les autres formes de structures interstellaires. Le milieu diffus représente ainsi l'ensemble de la matière interstellaire éloignée des sources de chauffage et des régions denses.

Généralement, on nomme les structures qui composent le milieu diffus des "cirrus", en référence aux nuages de notre atmosphère avec lesquelles ils partagent leur forme caractéristique. Les cirrus ont d'abord été détectés en émission infrarouge, via les données du relevé IRAS (Low et al. 1984). Ces structures étendues étaient essentiellement observées à 60 et 100 μm et leur appartenance au milieu interstellaire n'était alors pas totalement acquise puisque leur émission se mêlait à celle de la poussière interplanétaire. Le milieu diffus est plus facilement observable aux hautes latitudes galactiques car cela permet d'éviter les régions denses et fortement excitées de l'intérieur de la Voie Lactée.

1.2 Précédentes observations

Le milieu diffus est principalement observé à des latitudes galactiques supérieures à 10° . L'étude de cette composante a été initiée grâce aux données du satellite IRAS. Boulanger & Perault (1988) ont utilisé ce relevé pour étudier l'émission infrarouge à grande échelle au voisinage du système solaire. Ils ont montré que l'émission diffuse à 60 et 100 μm était particulièrement bien corrélée avec la densité de colonne de l'hydrogène jusqu'à des extinctions visuelles de l'ordre de 3 magnitudes. L'analyse des flux infrarouges a également révélé que la majeure partie de l'émission provient de la matière interstellaire chauffée par le champ de rayonnement interstellaire et qui n'est donc pas associée à de la formation active d'étoiles et que seule une fraction du rayonnement des étoiles jeunes et massives était convertie dans le domaine infrarouge. Enfin, les données IRAS ont permis de détecter à haute latitude galactique la présence d'émission à plus courte longueur d'onde (12 et 25 μm). Seuls des grains de poussières suffisamment petits pour atteindre des températures de l'ordre de 100 K pouvaient rendre compte de cette émission qui représente une part importante de l'émission infrarouge : l'émission entre 7 et 35 μm correspond à 40% de l'émission de la poussière à des longueurs d'onde inférieures à 120 μm et à 25% de l'absorption due aux poussières.

Dwek et al. (1997) et Arendt et al. (1998) ont utilisé les données du relevé COBE pour obtenir le spectre infrarouge de l'émission diffuse, entre 3 et 240 μm , à des latitudes galactiques élevées. Parmi les principaux résultats de ces mesures, notons que l'émission proche infrarouge requiert l'existence de PAH en tant que composante dominante de l'émission à ces longueurs d'onde et que leur abondance à haute latitude galactique est environ deux fois plus importante que dans les cirrus de basse latitude.

Dans cette partie, j'ai cherché à construire un spectre référence du milieu diffus galactique

et à en déduire les principales propriétés des poussières et des conditions physiques. J'ai ensuite utilisé cette référence pour quantifier les variations à grandes échelles spatiales de ces propriétés.

2

Les couleurs de l'émission diffuse

Sommaire

2.1	Les observations en bandes larges de Spitzer	64
2.2	Les observations spectroscopiques ISOCAM/CVF	65
2.3	Réduction des données	66
2.4	Diagrammes de corrélation	66
2.5	Corrections d'extinction	67
2.6	Corrections par les raies du gaz	68
2.7	Résultats et incertitudes	70

2.1 Les observations en bandes larges de Spitzer

J'ai utilisé des observations du GFLS (voir page 50) et du relevé GLIMPSE (voir page 50) réalisées par l'instrument IRAC. Les champs du GFLS sont des cartes de 1° par $15'$ aux coordonnées galactiques $(l,b) = (105.6,+0.3), (105.6,+4), (105.6,+8), (105.6,+16), (105.6,+32)$ et $(254.4,+0)$. La figure 2.2 présente l'une de ces cartes. Tous ces champs de vue pointent en direction du milieu diffus galactique, à l'écart de régions de formation d'étoiles et avec une densité de colonne qui augmente lorsque la latitude ou la longitude galactique augmente. Le milieu diffus est visible sur chacune des images, à toutes les longueurs d'onde, sauf à la plus haute latitude galactique. Cette dernière observation nous servira à estimer le bruit sur nos observations.

Le champ GLIMPSE est une carte de 3° par $20'$ centrée sur le plan galactique à la longitude 27.5° (voir Fig. 2.1). Nous avons choisi ce champ car il correspond à la ligne de visée ISOCAM/CVF du milieu diffus galactique pour laquelle le rapport signal sur bruit est le plus élevé (voir ci-après).



FIG. 2.1 – Observations GLIMPSE du champ centré sur la longitude galactique 27.5° et qui contient notre ligne de visée principale ISOCAM/CVF. Ce champ couvre 1.5° de part et d'autre du plan galactique, pour une largeur de $20'$. Le code couleur est le suivant : IRAC 8.0 (rouge), IRAC 5.8 (vert), IRAC 3.6 (bleu). Le recouvrement des différents canaux n'est que partiel étant donnée la disposition et l'utilisation des détecteurs IRAC (voir section 4.1.2 page 48).

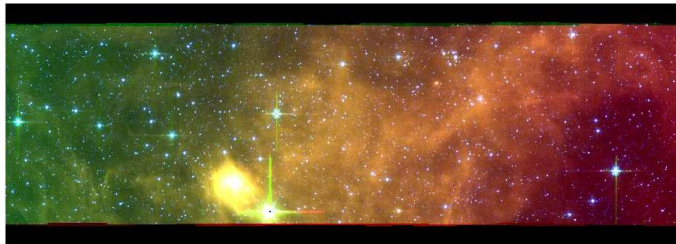


FIG. 2.2 – Observations GFLS du champ centré sur les coordonnées galactiques $(l,b) = (105.6,+4)$. Ce champ couvre 1° par $15'$. Le code couleur est le suivant : IRAC 8.0 (rouge), IRAC 5.8 (vert), IRAC 3.6 (bleu). L'effet d'un gradient à grande échelle est nettement visible : le côté gauche de l'image est plus vert que le côté droit.

2.2 Les observations spectroscopiques ISOCAM/CVF

Les spectres ISOCAM/CVF (voir page 52) que nous avons utilisés visent également des zones du milieu diffus galactique éloignées de régions de formation d'étoiles. Le spectre dont le rapport signal-sur-bruit est le plus élevé a pour coordonnées galactiques $(l,b) = (26.8,+0.8)$ et couvre donc une zone commune au champ GLIMPSE. La densité de colonne sur cette ligne de visée est de $N_H = 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ dont la moitié provient de l'hydrogène moléculaire. Cette estimation est déduite du relevé H_I de Leiden/Dwingeloo et du relevé CO de Columbia, en faisant l'hypothèse que l'on est dans un cas optiquement mince et que le facteur de conversion entre CO et H_2 est de $2.3 \times 10^{20} \text{ H}_2 \text{ cm}^{-2}$ par unité de CO exprimée en K km s^{-1} . Les autres spectres, au nombre de trois, sont centrés sur les coordonnées galactiques $(l,b) = (34.1,+13.4)$, $(299.7,-16.3)$ et $(30.0,+3)$. Les

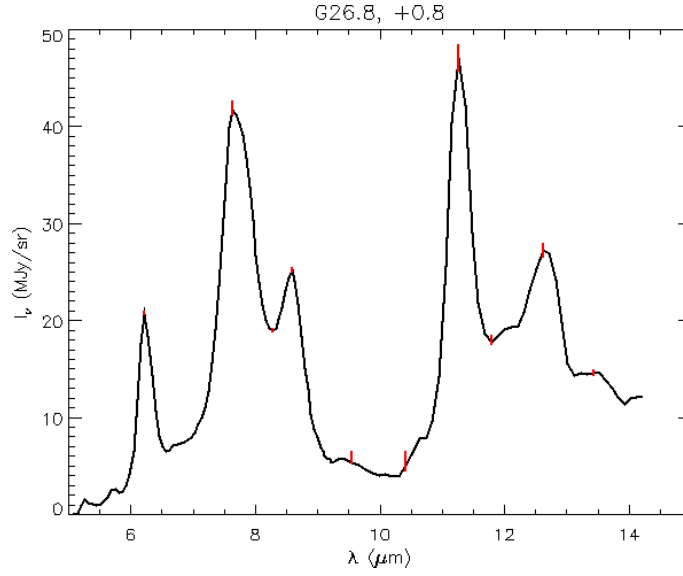


FIG. 2.3 – Spectre ISOCAM/CVF de la ligne de visée principale centrée sur les coordonnées galactiques $(l,b) = (26.8,+0.8)$.

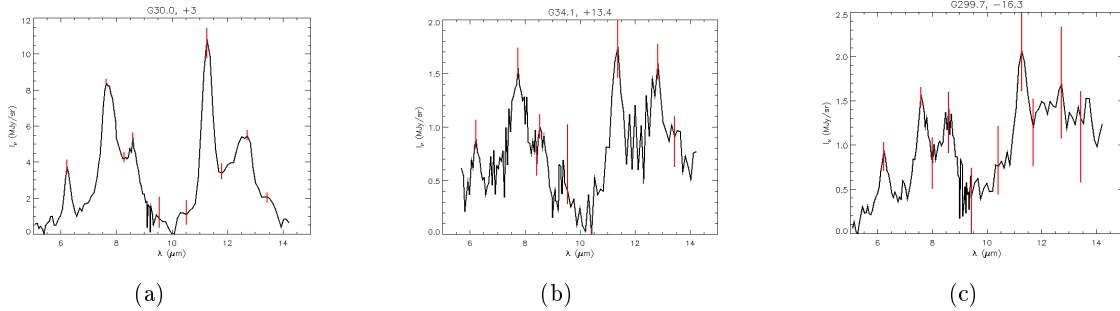


FIG. 2.4 – Spectres ISOCAM/CVF des lignes de visée centrée sur les coordonnées galactiques $(l,b) = (30.0,+3)$, $(34.1,+13.4)$ et $(299.7,-16.3)$. Les barres verticales représentent les barres d'erreurs (voir détail dans le texte).

figures 2.3 et 2.4 montrent toutes ces données.

2.3 Réduction des données

Les données ISOCAM/CVF sont celles de l'archive ISO et font partie des données HPDP (pour *Highly Processed Data Products*) dont on trouvera une description dans Boulanger et al. (2005). Chacun des spectres est une moyenne de ceux obtenus sur un champ de $3'$ de côté. Les incertitudes sont déduites d'une comparaison entre les différentes sous-régions de ce champ. Elles sont dominées par les effets systématiques (détecteur, lumière zodiacale) et sont corrélées en longueur d'onde. Je les ai reportées sur les spectres des figures 2.3 et 2.4.

Les données IRAC sont celles de l'archive Spitzer (version S11.0.2 de la chaîne de traitement). J'ai directement utilisé les mosaïques (images Post-BCD pour *Post Basic Calibrated Data*), ce qui explique la présence d'un gradient à grande échelle que l'on retrouve dans certaines des cartes. Les figures 2.1 et 2.2 illustrent cet effet qui est traité au moment de l'obtention des couleurs infrarouges de l'émission diffuse (voir section 2.4 page 66). Le seul traitement que j'ai appliqué à ces cartes concerne la soustraction des sources ponctuelles. Pour ce faire, j'ai commencé par produire une carte médiane de l'image à l'aide d'un filtre carré de 21 pixels de côté (1 pixel = $1.2''$). J'ai ensuite produit une carte différence entre l'image originale et la carte médiane et j'ai supprimé tous les pixels dont l'intensité était trop grande (à plus de 3σ). Enfin, puisque je ne m'intéresse qu'à l'émission étendue, j'ai lissé les cartes et réduit leur taille. J'obtiens ainsi des observations de l'émission diffuse galactique à une résolution de $6''$.

Je termine en projetant chaque ensemble de 4 cartes IRAC sur une même et unique grille et en leur appliquant un facteur de correction photométrique pour l'émission étendue, tel qu'il est fournit dans le "IRAC Data Handbook". L'incertitude sur la photométrie est alors de 5%.

2.4 Diagrammes de corrélation

Je déduis les couleurs de l'émission diffuse sur les champs IRAC en corrélant l'intensité de deux canaux. Je corrige ensuite ces couleurs par l'extinction et soustrais la contribution des raies du gaz ionisé. Pour chaque champ Spitzer, je trace un diagramme de corrélation entre le canal IRAC à $8\ \mu\text{m}$ et chacun des trois autres canaux à 3.6 , 4.5 et $5.8\ \mu\text{m}$. Certaines cartes présentent un fort gradient à grande échelle. Cet effet que l'on retrouve le plus souvent sur le canal à $5.8\ \mu\text{m}$ selon la plus grande dimension de la carte, résulte d'une étape dans la chaîne de traitement officielle de l'archive Spitzer et d'une mauvaise correction du courant d'obscurité. Ce gradient est généralement négligeable mais il apparaît comme la structure dominante sur plusieurs cartes. Afin d'en tenir compte dans mes estimations des couleurs infrarouges de l'émission diffuse, je décompose les images des canaux à 3.6 , 4.5 et $5.8\ \mu\text{m}$ en 1 gradient (un polynôme de bas degré fonction de la position le long du grand axe de la carte) plus la structure de l'émission dans le canal à $8.0\ \mu\text{m}$. Pour chaque champ de vue, nous cherchons donc à déterminer le coefficient $R_{\lambda/8.0}$ de la relation suivante :

IRAC 3.6	IRAC 4.5	IRAC 5.8	IRAC 8.0
0.0268	0.0222	0.581	0.0639

TAB. 2.1 – Bruit statistique relevé sur chacune des cartes à haute latitude (l,b) = (105.6, +32), en MJy/sr

$$I_\lambda(x, y) = R_{\lambda/8.0} \times I_{8.0}(x, y) + P_\lambda(x) \quad (2.1)$$

où λ est la longueur d'onde du canal IRAC (3.6, 4.5 ou 5.8 μm) et P est le polynôme, généralement d'ordre 2 ou 3, qui ajuste le mieux le gradient à grande échelle selon l'axe x . L'incertitude liée à l'ordre du polynôme se retrouve dans l'incertitude sur la couleur $R_{\lambda/8.0}$.

Pour chaque couleur, j'effectue une régression linéaire de manière itérative : à chaque étape, tous les pixels qui sont trop éloignés de la relation linéaire de l'étape précédente sont éliminés. De cette façon, je supprime les pixels qui correspondent à des sources brillantes et étendues que mon premier filtrage n'aurait pas sélectionnées car leur taille était comparable à la taille de la fenêtre de filtrage. En pratique, je calcule la déviation standard σ de la distance à la relation linéaire et masque les pixels qui sont éloignés de plus de 3σ de cette droite. Tout au long de cette procédure, je tiens compte du bruit statistique par pixel mesuré sur le champ de haute latitude galactique (voir Tab. 2.1).

2.5 Corrections d'extinction

Une première correction que je dois effectuer sur ces couleurs provient de l'extinction. En effet, l'émission des poussières dans l'infrarouge va être éteinte différemment à 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm . Ainsi, le rapport de couleur $R_{3.6/8.0}$ mesuré sur les cartes est donc le rapport de couleur entre l'émission à 3.6 μm affectée par l'extinction à 3.6 μm et l'émission à 8.0 μm affectée par l'extinction à 8.0 μm . Pour remonter au rapport de couleur intrinsèque, il faut corriger ces rapports de la façon suivante :

$$R_{\lambda/8.0,int} = R_{\lambda/8.0,obs} \times \frac{1 - \exp(-\tau_{8.0})}{1 - \exp(-\tau_\lambda)} \times \frac{\tau_\lambda}{\tau_{8.0}} \quad (2.2)$$

où τ_λ est l'épaisseur optique à la longueur d'onde λ .

Sur les lignes de visée du GFLS, la densité de colonne est faible et n'apporte qu'une correction négligeable sur les couleurs mesurées. Sur la ligne de visée GLIMPSE où j'ai à la fois des données IRAC et ISOCAM/CVF, j'obtiens une estimation de l'extinction en convertissant la densité de colonne (voir section 2.2 page 65) à l'aide de la relation $A_V/N_H = 0.53 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ de Savage & Mathis (1979). Cette détermination de l'extinction visible est cohérente à mieux que 10% avec celle fournie par les cartes de Schlegel et al. (1998) pour une valeur de $R_V = 3.1$. Je passe ensuite de l'extinction dans le visible à celle en bande K grâce à la relation $A_K/A_V = 0.112$ de Rieke & Lebofsky (1985).

Canal IRAC	[3.6]	[4.5]	[5.8]	[8.0]
A_λ/A_K	0.56 ± 0.06	0.43 ± 0.08	0.43 ± 0.10	0.43 ± 0.10
τ_λ	0.61 ± 0.07	0.47 ± 0.09	0.47 ± 0.11	0.47 ± 0.11

TAB. 2.2 – Extinction relative A_λ/A_K et épaisseur optique τ_λ dans les quatre canaux IRAC. D'après Indebetouw et al. (2005).

J'obtiens finalement les extinctions dans les bandes IRAC en utilisant les mesures d'extinction réalisées avec des données du programme GLIMPSE dans les bandes IRAC et de 2MASS en bandes J, H et K (Indebetouw et al. 2005). L'extinction a été mesurée sur deux lignes de visée de longitude galactique $l = 42^\circ$ et $l = 284^\circ$, à l'aide de la valeur moyenne de l'excès de couleur $(A_{[\lambda]} - A_K)/(A_J - A_K)$ de la distribution de couleur des étoiles observées. J'ai utilisé les valeurs moyennes que les auteurs déduisent (voir Tab. 2.2). Je convertis l'extinction en épaisseur optique via $\tau_\lambda = 0.921 \times A_\lambda$.

D'après les mesures de Indebetouw et al. (2005), la seule correction à appliquer au champ GLIMPSE concerne la couleur $R_{3.6/8.0}$. Notons également que ces mesures d'extinction concernent des champs de plusieurs degrés de long qui coupent le plan galactique. Les régions de faibles latitudes ($|b| < 0.5^\circ$), où la densité de colonne est la plus importante, sont celles dont la couleur d'émission va contribuer majoritairement à la couleur du champ complet, par opposition aux régions de plus haute latitude ($|b| > 0.5^\circ$), où se trouve le champ ISOCAM/CVF.

Ainsi, l'épaisseur optique à $b = 0^\circ$ est de 2.3 à 4.5, 5.8 et 8.0 μm et de 3.1 à 3.6 μm , tandis que ces mêmes grandeurs ne sont que de 0.47 et 0.61 à $b = 1^\circ$. La correction que l'on doit appliquer étant une mesure relative (voir Eq. 2.2), elle ne varie que peu, entre 1.24 à $b = 0^\circ$ et 1.07 à $b = 1^\circ$. Je n'avais pas tenu suffisamment compte de cela dans mon article Flagey et al. (2006). Cependant, les couleurs intrinsèques de la poussière et surtout les conclusions qui en découlent n'en sont pas affectées.

2.6 Corrections par les raies du gaz

Aux longueurs d'onde infrarouges proches, les raies du gaz ainsi que l'émission libre-libre peuvent avoir une contribution non négligeable, indépendamment de la latitude galactique. L'émission libre-libre provient du rayonnement des électrons ralentis mais non capturés par les ions du gaz, d'où la dénomination de rayonnement de freinage ou Brehmsstrahlung en allemand. Pour estimer l'émission libre-libre infrarouge, je la considère d'abord à 5 GHz et extrapole ensuite vers les courtes longueurs d'onde en accord avec Beckert et al. (2000). J'utilise pour cela sa figure donnant l'émission libre-libre et un ajustement de celle-ci par la fonction suivante :

$$I_{ff}(IR) = 1.05 \times I_{ff}(\nu = 5 \text{ GHz}) \times \max(0.23; 0.23 + 0.03 \times \ln(\lambda/3\mu\text{m})) \quad (2.3)$$

Pour le champ GLIMPSE, des données à 5 GHz sont directement disponibles grâce au relevé de Altenhoff et al. (1979). Pour les champs du GFLS, je déduis l'émission libre-libre aux ondes

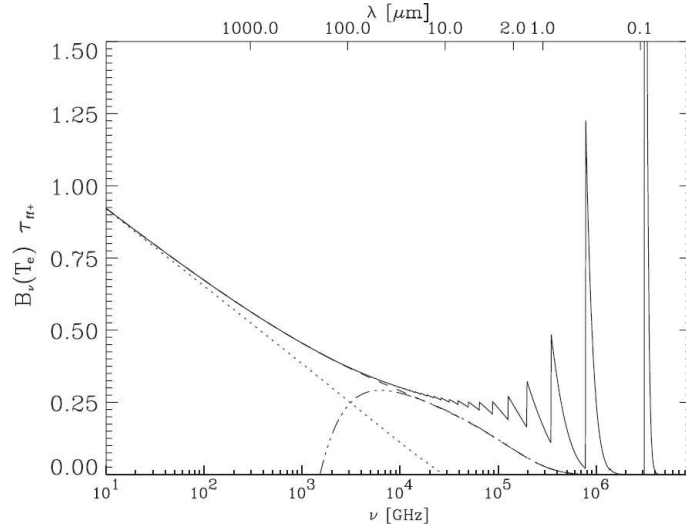


FIG. 2.5 – Spectre total de l'émission libre-libre et libre-lié pour une température électronique de 7000 K et normalisé à 5 GHz. La contribution de l'émission libre-libre est donnée en tirets. D'après Beckert et al. (2000).

radio de l'émission en H_α en utilisant les relations que l'on trouve dans Reynolds (1992) :

$$I_{ff}(\nu) = 6.6 \times 10^{-15} \times \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right) \times \left(1 + 0.24 \ln \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right) - 0.16 \ln \left(\frac{\nu}{10^{11} \text{ Hz}} \right) \right) \times I_\alpha$$

erg cm⁻² s⁻¹ sr⁻¹ Hz⁻¹ (2.4)

où T est la température des électrons, ν est la fréquence d'émission et I_α est l'émission H_α exprimée en erg cm⁻² s⁻¹ sr⁻¹. Pour une température électronique de 7500 K, à une fréquence de 5 GHz, cette relation se réduit à :

$$I_{ff} = 8.25 \times 10^{-15} \times I_\alpha \quad (2.5)$$

Enfin, l'émission H_α est mesurée sur les données corrigées de l'extinction de Dickinson et al. (2003). Ces données sont exprimées en Rayleigh. Un Rayleigh correspond à l'émission de 10^6 photons.cm⁻².s⁻¹ soit, à la longueur d'onde $\lambda_\alpha = 6563 \text{ \AA}$:

$$1 \text{ Rayleigh} = 2.41 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (2.6)$$

Ainsi, en utilisant les relations des équations 2.3 à 2.6, j'obtiens la distribution spectrale de l'émission libre-libre pour 1 Rayleigh qui, une fois intégrée dans les bandes IRAC à 3.6 et 4.5 μm , me donne une contribution à hauteur de 5×10^{-5} MJy/sr. Sur les champs du GFLS, les valeurs de l'émission en H_α varient entre 5 et 100 Rayleigh. Au final, cela ne représente généralement pas plus de 1% et 5% de l'émission totale dans les bande IRAC à 3.6 μm et 4.5 μm respectivement.

Il faut rajouter à l'émission libre-libre la contribution des raies du gaz qui se trouvent dans les bandes IRAC. Il s'agit essentiellement de raies de recombinaison de l'hydrogène (Pf_δ à $3.296\mu\text{m}$, Pf_γ à $3.739\mu\text{m}$, Br_α à $4.051\mu\text{m}$, Pf_β à $4.652\mu\text{m}$ et Pf_α à $7.46\mu\text{m}$). Leur flux par unité d'émission en $\text{Br}\gamma$ est déduit de Hummer & Storey (1987), pour une température et une densité électronique de 7500 K et 100 cm^{-3} . Ces raies représentent environ un ajout de 20% et 100% à l'émission libre-libre dans les canaux IRAC à 3.6 et $4.5\mu\text{m}$.

Finalement, la contribution totale du gaz ionisé représente à peine plus de 1% de l'émission totale dans la bande IRAC à $3.6\mu\text{m}$ et au maximum 10% de celle dans la bande à $4.5\mu\text{m}$.

2.7 Résultats et incertitudes

Les couleurs IRAC sont données dans le tableau 2.7. J'y ai ajouté les valeurs attendues par le modèle de Li & Draine (2001) pour des champs de rayonnement de l'ordre de celui du voisinage solaire. Les incertitudes sur ces mesures proviennent de la méthode d'ajustement par une droite et qui inclut la correction par le gradient. Cette incertitude est généralement de l'ordre de 3%. Viennent ensuite les corrections par l'extinction ($\sim 5\text{-}10\%$) et par les raies du gaz ($< 1\%$). En tenant compte finalement de la correction photométrique (voir section 2.3 page 66), les incertitudes totales sont d'environ 15% sur l'ensemble des couleurs.

Ces couleurs sont les valeurs moyennes mesurées sur des cartes relativement grandes (1° par $15'$) et ne rendent donc pas compte des variations à petites échelles. Cependant, la comparaison entre les différents champs IRAC montrent d'ores et déjà des variations à grandes échelles sur les rapports $R_{3.6/8.0}$ et $R_{4.5/8.0}$. La couleur $R_{5.8/8.0}$ est quant à elle relativement constante autour d'une valeur moyenne de 0.3 que l'on retrouve également sur le spectre ISOCAM/CVF.

	$R_{3.6/8.0}$	$R_{4.5/8.0}$	$R_{5.8/8.0}$	$R_{3.6/8.0,feat}$	$R_{3.6/8.0,cont}$	N_C
Spitzer GFLS (105.6,+0.3)	0.076 ± 0.010	0.065 ± 0.008	0.37 ± 0.05	0.014 ± 0.002^a	0.062 ± 0.007^a	80 ± 20
Spitzer GFLS (105.6,+4)	0.059 ± 0.008	0.037 ± 0.005	0.32 ± 0.04	0.024 ± 0.004^a	0.035 ± 0.005^a	56 ± 12
Spitzer GFLS (105.6,+8)	0.094 ± 0.015	0.050 ± 0.007	0.26 ± 0.04	0.047 ± 0.010^a	0.047 ± 0.007^a	38 ± 8
Spitzer GFLS (105.6,+16)	0.072 ± 0.009	0.046 ± 0.005	0.34 ± 0.04	0.028 ± 0.005^a	0.044 ± 0.005^a	52 ± 12
Spitzer GFLS (254.4,+0)	0.068 ± 0.008	0.043 ± 0.005	0.37 ± 0.05	0.027 ± 0.005^a	0.041 ± 0.005^a	52 ± 12
Spitzer GLIMPSE (27.5, +0)	0.065 ± 0.008	0.052 ± 0.007	0.32 ± 0.04	0.016 ± 0.002^b	0.049 ± 0.006^a	60 ± 9
Giard et al. (1994)	-	-	-	0.016 ± 2.10^{-3}	-	
Tanaka et al. (1996)	-	-	-	0.016 ± 4.10^{-3}	-	
Dwek et al. (1997)	0.0306	0.0339	-	-	-	
Arendt et al. (1998)	0.0334	0.0394	-	-	-	
Li & Draine (2001)	0.0477	0.0224	0.278	0.0264^a	0.0213^a	

TAB. 2.3 – Couleurs IRAC de l’émission diffuse galactique mesurée sur les champs du GFLS et de GLIMPSE (R_{λ_i/λ_j}). Les mesures résultant des observations DIRBE ont été converties et celles déduites du modèle de Draine ont été reportées. La contribution de la bande à $3.3 \mu\text{m}$ et celle du continuum sous-jacent sont données par $R_{3.6/8.0,feat}$ et $R_{3.6/8.0,cont}$ respectivement. La taille moyenne des PAHs que l’on déduit du modèle est donnée par la dernière colonne.

^a déduits des équations 3.1 and 3.2

^b déduit de Giard et al. (1994) et Tanaka et al. (1996)

Spectre infrarouge moyen du milieu diffus galactique

Sommaire

3.1	Construction du spectre	74
3.2	Continuum proche infrarouge et bande à 3.3 microns	75
3.3	Comparaison avec les couleurs DIRBE	75

Nous avons combiné les couleurs IRAC mesurées sur le champ GLIMPSE avec des mesures de la mission AROME pour étendre le spectre ISOCAM/CVF de la poussière aux courtes longueurs d'onde (entre 3 et 5 μm) et construire un spectre de l'émission diffuse galactique.

3.1 Construction du spectre

Les observations menées par Kris Sellgren sur des nébuleuses par réflexion (Sellgren et al. 1983, 1985) ont révélé que le spectre de la poussière aux longueurs d'onde inférieures à 5 μm se décompose en une bande attribuée aux PAHs à 3.3 μm et un continuum sous-jacent caractérisé par une température de couleur $T_C \sim 1000 - 1500$ K qui s'étend en-deçà de 3 μm et qui domine l'émission entre 3.5 et 5 μm . Nous avons cherché à interpréter les couleurs IRAC mesurées sur le champ GLIMPSE avec ces deux composantes.

La bande PAH à 3.3 μm avait déjà été détectée et mesurée spectroscopiquement par le satellite japonais IRTS vers les régions internes de la galaxie (Tanaka et al. 1996). L'expérience ballon AROME a également détecté et mesuré photométriquement cette bande dans l'émission diffuse du plan galactique (Giard et al. 1988). Les mesures déduites de ces deux observations sont parfaitement cohérentes. De plus, elles correspondent au plan galactique, là même où ont été relevées les observations IRAC. Nous définissons alors la contribution de la bande dans le canal IRAC à 3.6 μm , notée $R_{3.6/8.0,feat}$, ainsi que son complémentaire, la contribution du continuum sous-jacent dans ce même canal IRAC à 3.6 μm , notée $R_{3.6/8.0,cont}$.

Afin de construire le spectre de l'émission diffuse galactique en dessous de 5 μm , nous prenons la forme de la bande à 3.3 μm d'un spectre ISO/SWS de la nébuleuse par réflexion NGC7023 et un continuum en forme de corps noir. L'intensité de la bande PAH, définie par $R_{3.6/8.0,feat} = 0.16$, est prise en accord avec celle mesurée par AROME et IRTS. L'intensité et la température du continuum sont alors ajustées afin d'obtenir les valeurs mesurées pour les couleurs $R_{3.6/8.0}$ et $R_{4.5/8.0}$ sur le champ GLIMPSE. La température de couleur du continuum déterminée est de 1100 ± 300 K, ce qui correspond aux valeurs mesurées sur les nébuleuses par réflexion, bien que les conditions physiques y soient très différentes.

Grâce à ce spectre étendu de l'émission diffuse galactique (voir Fig. 3.1), nous pouvons obtenir une relation donnant les contributions du continuum et de la bande des PAHs à 3.3 μm dans le canal IRAC à 3.6 μ en fonction des couleurs $R_{3.6/8.0}$ et $R_{4.5/8.0}$:

$$R_{3.6/8.0,feat} = R_{3.6/8.0} - 0.95 \times R_{4.5/8.0} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} R_{3.6/8.0,cont} &= R_{3.6/8.0} - R_{3.6/8.0,feat} \\ &= 0.95 \times R_{4.5/8.0} \end{aligned} \quad (3.2)$$

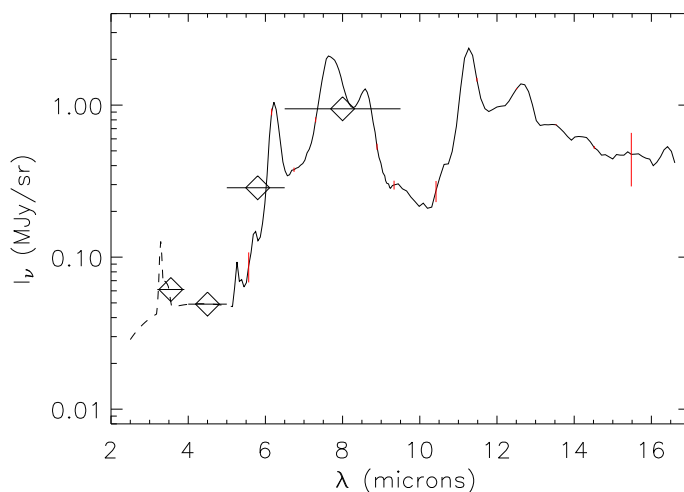


FIG. 3.1 – Spectre ISOCAM/CVF de la ligne de visée principale, centrée sur les coordonnées galactiques $(l,b) = (26.8,+0.8)$, complété par les couleurs des observations IRAC (diamants). L’extension du spectre en-deçà de $5\ \mu\text{m}$ (tirets) est contrainte par ces valeurs ainsi que celle des observations AROME et IRTS.

3.2 Continuum proche infrarouge et bande à 3.3 microns

Nous avons utilisé les relations 3.1 et 3.2 pour déterminer la contribution du continuum et de la bande PAH dans les champs GLIMPSE et GFLS. Concernant les champs GFLS, nous n’avions pas accès à une mesure de l’intensité de la bande à $3.3\ \mu\text{m}$. Nous avons donc fait l’hypothèse que le continuum sous-jacent était le même que sur le champ GLIMPSE. Cette hypothèse est renforcée par (1) la faible variation du rapport des flux dans les canaux IRAC à 3.6 et $4.5\ \mu\text{m}$ en fonction de la température du continuum et (2) cette température ne varie que très peu entre une nébuleuse par réflexion et le milieu diffus. Les valeurs de $R_{3.6/8.0,feat}$ et $R_{3.6/8.0,cont}$ sont reportées dans la Table 2.7.

On constate immédiatement que l’intensité relative du continuum ne change pas de manière significative avec une valeur moyenne de 0.046, une déviation standard de 0.009 et un facteur inférieur à 1.9 entre ses valeurs extrêmes. Au contraire, l’intensité relative de la bande PAH à $3.3\ \mu\text{m}$ a une dispersion plus importante avec une valeur moyenne de 0.026, une dispersion de 0.011 et un facteur supérieur à 3.2 entre ses valeurs extrêmes. De plus, on ne remarque aucune corrélation entre ces deux grandeurs. Enfin, la contribution du continuum au canal IRAC à $3.6\ \mu\text{m}$ est en moyenne de 62% et varie entre 50% et 82%, ce qui en fait la composante dominante.

3.3 Comparaison avec les couleurs DIRBE

En utilisant des données du relevé du ciel réalisé par DIRBE à bord du satellite COBE, Dwek et al. (1997) et Arendt et al. (1998) ont mesuré les couleurs de l’émission à haute latitude galactique. Grâce au spectre de l’émission diffuse galactique que nous venons de construire, nous sommes capables de convertir ces couleurs DIRBE en couleurs IRAC, via les facteurs de

Instrument et canal	Facteur de conversion
$DIRBE_{3.5}/IRAC_{3.6}$	0.917
$DIRBE_{4.9}/IRAC_{4.5}$	1.03
$DIRBE_{12}/IRAC_{8.0}$	0.749

TAB. 3.1 – Facteurs de conversion entre les canaux DIRBE et les canaux IRAC déduits de notre spectre de référence.

conversion que nous donnons en Table 3.2. Nous donnons les valeurs correspondantes à ces travaux en Table 2.7. On constate que nos couleurs sont globalement supérieures à celle déduites des observations DIRBE. Cet écart peut provenir de plusieurs raisons parmi lesquelles (1) des erreurs systématiques dans l’analyse des données DIRBE liées à la soustraction des étoiles, (2) le fait que ces couleurs correspondent à des régions de haute latitude galactique et (3) notre spectre de référence qui peut induire une conversion inadaptée.

Diagnostics spectroscopiques

Sommaire

4.1	Méthode de diagnostic	78
4.2	Intensité relative de la bande à 3.3 microns	79
4.3	Rapport des bandes à 7.7 et 11.3 microns	80
4.4	Taille et état d'ionisation des aromatiques	81
4.4.1	Ligne de visée principale	81
4.4.2	Variations champ à champ	83
4.5	Extension du spectre de référence aux plus grandes longueurs d'onde	85

Le spectre d'émission des PAHs dépend fortement de leurs propriétés physiques, parmi lesquelles leur état de charge et de leur taille. Je citerai par exemple les travaux de Bakes et al. (2001a) ou les nombreux articles de Bruce T. Draine et Aigen Li (voir figure 4.1). Dans cette partie, je vais montrer qu'un petit nombre de critères observationnels permet de contraindre ces propriétés. Je les appliquerai ensuite à nos observations.

4.1 Méthode de diagnostic

Dans leur modèle de poussières, Li & Draine (2001) construisent le spectre de l'émission diffuse des PAHs dans le milieu interstellaire à partir de données de laboratoire. Les couleurs infrarouges qu'ils obtiennent pour l'instrument IRAC ont été reportées dans la Table 2.7. Elles sont en désaccord avec nos mesures, tout du moins sur les valeurs de $R_{3.6/8.0}$ et $R_{4.5/8.0}$, ce qui pourrait montrer une sous-estimation de continuum proche infrarouge dans leur modèle.

Nous avons décidé de développer notre propre modèle pour cette raison et les suivantes. (1) Les valeurs de Li & Draine (2001) correspondent à un mélange fixe entre les phases CNM, WNM et WIM du MIS, avec des proportions en masse de 43%, 43% et 14% respectivement. Ce type de milieu est caractéristique des régions de haute latitude galactique mais ne s'applique sans doute pas aux champs IRAC de faible latitude de notre analyse. Pour ces lignes de visée, une fraction non négligeable du gaz est sous forme moléculaire et par conséquent la proportion de phase neutre froide du MIS doit être plus importante. (2) Nos mesures de l'intensité relative de la bande PAH à $3.3 \mu\text{m}$ montrent une dispersion importante qu'il va falloir retranscrire en terme de taille et état d'ionisation des PAHs. Pour ce faire, nous aurons besoin d'exécuter notre modèle de poussière sur une large grille de paramètres. (3) Dans une étude récente sur des données de spectro-imagerie ISOCAM/CVF, Rapacioli et al. (2005) ont proposé une décomposition du spectre d'émission des PAHs en une composante neutre et une composante cation. Nous choisissons, tout comme eux, et contrairement à Li & Draine (2001), de définir les propriétés des PAHs à partir d'observations plutôt qu'en nous appuyant sur des données de laboratoire. Le modèle de Désert et al. (1990), que j'ai présenté section 3 page 33, tient maintenant compte de ces mises à jour sur les sections efficaces des PAHs neutres et cations.

J'ai donc utilisé ce modèle en l'associant à un module de calcul de la fraction ionisée de PAHs en fonction de leur taille et des conditions physiques. Ce module tient compte des processus de photoionisation, de recombinaison électronique, d'attachement électronique et de photodétachement électronique (Le Page et al. 2001). Les paramètres libres sont donc a priori les suivants : l'intensité du champ de rayonnement G (flux ultraviolet lointain intégré entre 6 et 13.6 eV), exprimé en unité de Habing (normalisation au voisinage solaire), la température du gaz T , la densité électronique n_e et l'exposant de la loi de puissance de la distribution de taille des PAHs α . Le paramètre qui régit l'équilibre entre PAH cations et neutres via les processus de photionisation et recombinaison électronique est en fait le rapport $G\sqrt{T}/n_e$. D'autre part, nous convertissons l'exposant α en taille moyenne des PAHs exprimée en nombre de carbone en intégrant la distribution de taille des PAHs entre 4 et 12 Å et à l'aide de la relation $a = 0.9\sqrt{N_C}$ entre la taille a

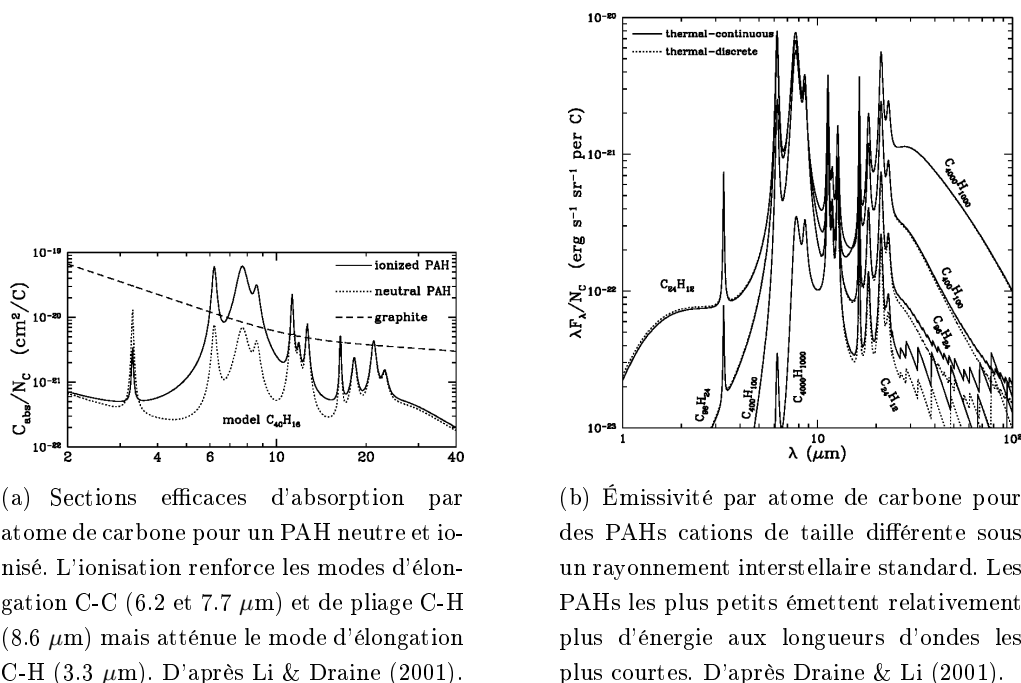


FIG. 4.1 – Variations des propriétés des PAHs en fonction de leur état de charge (a) ou de leur taille (b) telles qu’elles sont modélisées par Draine et ses collaborateurs.

d’un PAH et le nombre d’atomes de carbone N_C de la molécule. S’ajoutent à ces deux paramètres la température de couleur et l’intensité du continuum proche infrarouge qui n’était alors pas une composante incluse dans le modèle de poussières.

Afin de contraindre ces paramètres, j’ai utilisé deux diagnostics : le rapport $R_{7.7/11.3}$ entre les bandes PAHs à 7.7 et 11.3 μm d’une part, et le rapport $R_{3.6/8.0, \text{feat}}$ qui donne l’intensité de la bande PAH à 3.3 μm relativement au canal IRAC 8.0 μm d’autre part. Ces deux contraintes seront complétées par les couleurs IRAC $R_{3.6/8.0}$, $R_{4.5/8.0}$ et $R_{5.8/8.0}$ définies et mesurées précédemment.

4.2 Intensité relative de la bande à 3.3 microns

La couleur IRAC $R_{3.6/8.0, \text{feat}}$ nous renseigne sur l’intensité de la bande PAH à 3.3 μm . Cette bande est connue pour être à la fois sensible à la taille et à l’état de charge des PAHs. Un gros PAH ou un PAH ionisé n’émettra pas beaucoup dans cette bande, tandis qu’un PAH petit et neutre émettra fortement à 3.3 μm (voir figures 4.1). Nous le vérifions avec notre modèle de poussières. Pour chaque spectre d’émission de la poussière obtenu pour un couple de paramètres ($G\sqrt{T}/n_e$, $< N_C >$), nous calculons, pour la composante PAH, le flux que l’on mesurerait dans les canaux IRAC à 3.6 et 8.0 μm . Comme cette composante est vierge de tout continuum proche-infrarouge (il n’est pour le moment pas inclus dans le modèle), le rapport de ces deux flux donne directement $R_{3.6/8.0, \text{feat}}$.

Comme le montre la Figure 4.2, ce rapport dépend bien à la fois de la taille moyenne et de

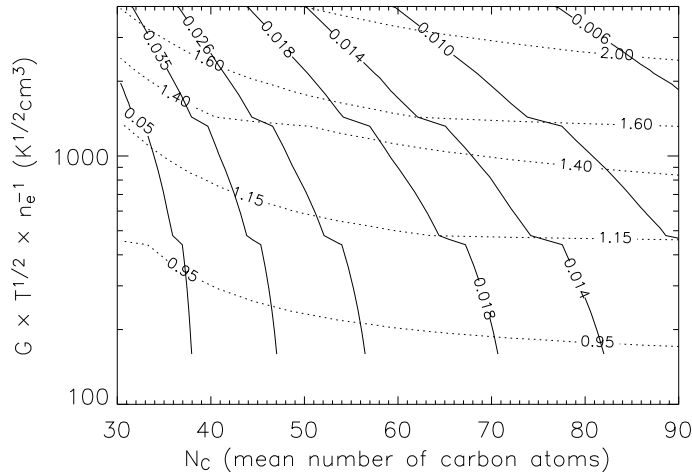


FIG. 4.2 – Variations des deux diagnostics spectroscopiques utilisés pour contraindre les propriétés des PAHs observés en fonction de la taille moyenne de la distribution des PAHs et du paramètre d’ionisation $G\sqrt{T}/n_e$. $R_{3.6/8.0,feat}$ est en trait continu et $R_{7.7/11.3}$ est en tirets.

l’état de charge des PAHs. Le sens des variations est celui que nous nous attendions à voir. Les valeurs extrêmes obtenues pour les paramètres utilisés sont de 0.005 et 0.05. Nos mesures sont incluses dans cet intervalle.

En utilisant uniquement ce diagnostic, il est impossible de lever la dégénérescence entre taille et ionisation. Si nous prenons la valeur mesurée par AROME et IRTS pour $R_{3.6/8.0,feat}$, à savoir 0.016, la seule utilisation de ce diagnostic ne permet pas de distinction entre des PAHs dont la taille moyenne serait de 75 atomes de carbone dans des conditions physiques paramétrées par $G\sqrt{T}/n_e \sim 200 \text{ K}^{1/2}\text{cm}^3$ et des PAHs de 50 atomes de carbone en moyenne dans un milieu où $G\sqrt{T}/n_e \sim 3000 \text{ K}^{1/2}\text{cm}^3$. Il est donc nécessaire de trouver un second diagnostic dont la dépendance par rapport à la taille et à la charge des PAHs ne soit pas la même que pour $R_{3.6/8.0,feat}$.

4.3 Rapport des bandes à 7.7 et 11.3 microns

Le spectre d’émission des PAHs est connu pour être peu sensible aux variations de taille pour les bandes de longueurs d’onde intermédiaires (entre 6 et 13 μm) et si on se limite à des tailles de PAHs raisonnables (quelques dizaines d’atomes de carbone au maximum). On se reportera par exemple à la figure 4.1(b). Notre modèle de poussières est en accord avec cela. Pour chaque spectre d’émission de la poussière obtenu via le modèle, pour un jeu de paramètres $G\sqrt{T}/n_e$ et $\langle N_C \rangle$, nous décomposons le spectre des PAHs en une succession de lorentziennes. Chaque bande d’émission des PAHs entre 6.2 et 12.7 μm est ainsi ajustée par une lorentziennes. Les longueurs d’onde centrales sont fixées à 6.2, 7.6, 8.6, 11.3 et 12.7 μm tandis que les largeurs à mi-hauteur et les amplitudes sont laissées libres. Le produit entre largeur et amplitude donne

	Value
N_C	60 ± 9
$G\sqrt{T}/n_e$	$1350 \pm 450 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$
PAH^+/PAH	$42\% \pm 7\%$
Contribution du continuum à IRAC 3.6	$70\% \pm 12\%$

TAB. 4.1 – Paramètres de sorties du modèle pour le meilleur ajustement. Les incertitudes résultent des dispersions aléatoire et systématique qui contribuent chacune pour moitié à l’incertitude totale.

ainsi le flux estimé de chaque bande PAH.

Nous calculons alors le rapport $R_{7.7/11.3}$ entre les flux de la bande à $7.7 \mu\text{m}$ et celle à $11.3 \mu\text{m}$ en fonction de la taille moyenne des PAHs et du paramètres d’ionisation. Les résultats sont présentés en Figure 4.2. Dans le cadre du modèle et avec les valeurs des paramètres utilisés, le rapport $R_{7.7/11.3}$ dépend presque uniquement de l’état d’ionisation des PAHs, et pratiquement pas de leur taille moyenne, sauf aux très petites tailles. Ce rapport varie ici entre 0.9 et 2. En comparaison, Draine & Li (2001) obtiennent des valeurs comprises entre 0.04 et 0.07 pour des PAHs ionisés, et entre 0.3 et 0.6 pour des PAHs neutres, si on se limite à $N_C < 100$. J’ai utilisé ce rapport de bandes pour contraindre la valeur du paramètre $G\sqrt{T}/n_e$ et donc l’état de charge des PAHs sur les lignes de visée étudiées. A l’aide de cette donnée et du rapport $R_{3.6/8.0,feat}$, je déduis la taille moyenne de la distribution des PAHs.

4.4 Taille et état d’ionisation des aromatiques

Afin de contraindre les propriétés des PAHs en termes de taille moyenne et d’état de charge, nous avons utilisé 5 observables : les 3 couleurs IRAC $R_{3.6/8.0}$, $R_{4.5/8.0}$ et $R_{5.8/8.0}$ ainsi que les deux diagnostics $R_{7.7/11.3}$ et $R_{3.6/8.0,feat}$, détaillés au chapitre précédent. Les paramètres à contraindre sont au nombre de 4 : la taille moyenne de la distribution des PAHs, le paramètre d’ionisation $G\sqrt{T}/n_e$, la température de couleur du continuum proche infrarouge et l’intensité de ce continuum.

Dans le cas du champ GLIMPSE, nous pouvons mener une analyse complète puisque nous avons toutes les données nécessaires. Dans le cas des champs GFLS et des autres lignes de visée ISOCAM/CVF, nous ne pouvons raisonner qu’à partir de suppositions sur les observables dont nous ne disposons pas.

4.4.1 Ligne de visée principale

Sur le champ où nous possédons à la fois les données IRAC et le spectre ISOCAM/CVF, nous avons accès aux 5 observables : les 3 couleurs IRAC découlent directement des observations IRAC, le rapport $R_{7.7/11.3}$ est directement mesuré sur le spectre ISOCAM/CVF et le rapport $R_{3.6/8.0,feat}$ provient des mesures AROME et IRTS. Nous pouvons donc ajuster au mieux les 4 paramètres libres, en tenant compte de l’incertitude sur nos 5 contraintes. Nous calculons alors

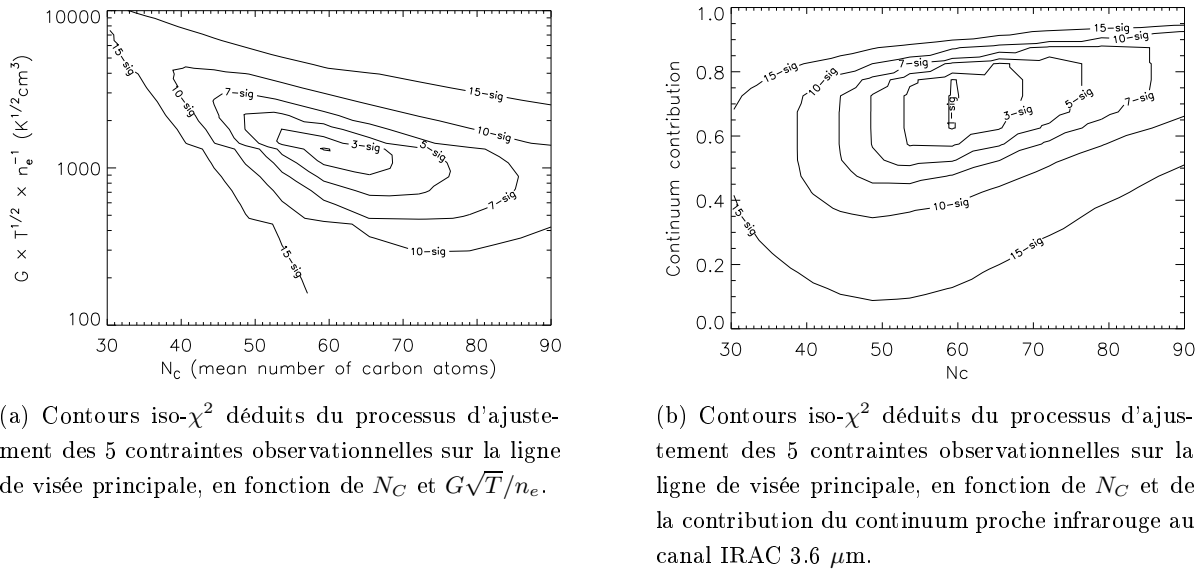


FIG. 4.3 – Données sur le meilleur ajustement de nos observations.

le χ^2 pour tous les spectres du modèle que nous avons obtenus (voir Fig. 4.3(a) et 4.3(b)). Les courbes à $3 - \sigma$ correspondent à une valeur de $\chi^2 = 10$.

Taille moyenne

Pour notre ligne de visée principale, nous obtenons ainsi une taille moyenne de 60 atomes de carbone. En comparaison, le modèle standard de Désert et al. (1990) correspond à une valeur de 6 ou 45 atomes de carbone, soit 30% plus petit que sur nos observations.

Paramètre d'ionisation

Le paramètre d'ionisation que nous obtenons est $G\sqrt{T}/n_e = 1350 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$. Les modèles de Li & Draine (2001) et Weingartner & Draine (2001c) donnent, pour les phases neutre froide, neutre chaude et ionisée chaude, les valeurs de $250\text{-}380 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$, $2200\text{-}2900 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ et $1000 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ respectivement. Ces valeurs sont celles obtenues dans un champ de rayonnement proche de celui du voisinage solaire. Si on considère que le champ de rayonnement moyen augmente environ d'un facteur 3 lorsqu'on se déplace du voisinage solaire vers l'intérieur de la galaxie (Sodroski et al. 1997), les valeurs de $G\sqrt{T}/n_e$ attendues pour les trois phases du MIS sur notre ligne de visée devraient être de $750\text{-}1140 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$, $6600\text{-}8700 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ et $3000 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ respectivement. Ainsi, notre spectre étendu du milieu diffus galactique semble être en bon accord avec un environnement dominé par la phase neutre froide. Cette interprétation n'est valable que si l'on suppose que la densité moyenne des électrons et la température moyenne du gaz ne varie pas de manière significative au travers de la galaxie.

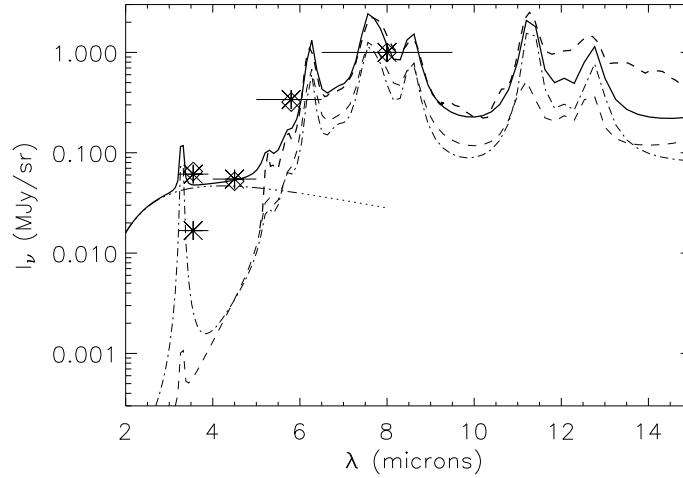


FIG. 4.4 – Spectre complet du meilleur ajustement obtenu (trait continu et étoiles). Les données sont en tirets épais et diamants. La contribution des PAHs neutres apparaît en tiret-point, celle des PAHs cations en tirets et le continuum en "tiret-3 points".

Fraction d'ionisation

En combinant la taille moyenne des PAHs et le paramètre d'ionisation, nous avons accès à la fraction de PAHs ionisés sur la ligne de visée. Nous déduisons ainsi une fraction de PAH cation de 42%, contre 58% de neutre. Enfin, la température et l'intensité du continuum proche infrarouge se traduisent par une contribution de cette composante dans la bande IRAC à $3.6 \mu\text{m}$ que l'on estime à 70%. Cette forte contribution équivaut à une couleur $R_{3.6/4.5,cont} = 0.90$. En tenant compte des incertitudes, cette valeur est en accord avec la valeur déterminée empiriquement (voir Eq. 3.1 et 3.2). L'ensemble des valeurs correspondant au meilleur ajustement est donné dans la table 4.1.

Spectre complet

Avec les paramètres déduits de l'ajustement des couleurs infrarouges du milieu diffus, il a donc été possible de déterminer les propriétés moyennes des PAHs. Le spectre complet qui en découle est donné par la figure 4.4.

4.4.2 Variations champ à champ

État d'ionisation

Pour les autres champs IRAC et les autres lignes de visée ISOCAM/CVF, nous n'avons pas accès à toutes les observables. Pour les spectres, nous ne pouvons mesurer que le rapport $R_{7.7/11.3}$. En utilisant des données IRTS, Sakon et al. (2004) ont mesuré les flux des bandes PAHs entre 6.2 et $11.3 \mu\text{m}$. Ils avaient conclu que les bandes à 8.6 et $11.3 \mu\text{m}$ étaient systématiquement plus fortes que celles à 6.2 et $7.7 \mu\text{m}$ dans les régions extérieures de la galaxie par rapport aux

Ligne de visée	Coordonnées galactiques (l,b)	$R_{7.7/11.3}$
G26.8	(26.8,0.8)	1.5 \pm 0.1
G34.1	(34.1,13.4)	1.6 \pm 0.2
G30	(30.0,3.0)	1.3 \pm 0.1
G299.7	(299.7,-16.3)	1.2 \pm 0.3
Sakon et al. (2004) l=-8	(-8,0)	2.85 \pm 0.17
Sakon et al. (2004) l=48	(48,0)	1.99 \pm 0.05
Sakon et al. (2004) l=-132	(-132,0)	1.42 \pm 0.40
Sakon et al. (2004) l=172	(172,0)	1.65 \pm 0.37

TAB. 4.2 – Rapports $R_{7.7/11.3}$ mesurés sur les lignes de visée ISOCAM/CVF et d’après Sakon et al. (2004).

régions internes de la galaxie. Ils suggéraient alors que la déshydrogénation ou la compacité des PAHs pouvait expliquer de telles variations, mais ne tiraient pas de conclusion définitive. Nos mesures du rapport $R_{7.7/11.3}$ sont reportées dans la Table 4.2 avec celles de Sakon et al. (2004). La détermination du rapport de bande via la décomposition en lorentziennes du spectre n’a pas été facilitée par le faible rapport signal sur bruit des lignes de visée. De plus, la faible couverture spectrale de ISOCAM/CVF ne fournit pas suffisamment de points de mesures en-deçà de la bande à 6.2 μm et au-delà de la bande à 12.7 μm . Pour estimer l’incertitude de nos mesures, nous avons essayé plusieurs méthodes qui diffèrent par leurs variables et leurs paramètres fixes, sélectionnés parmi la longueur d’onde centrale, la largeur à mi-hauteur et l’amplitude des lorentziennes. Les valeurs que nous obtenons sont comparables à celles obtenues par Sakon et al. (2004). Pour les lignes de visée ISOCAM/CVF qui pointent vers les régions internes de la Galaxie, nos valeurs sont inférieures à celles déduites des observations IRTS et en les comparant à celles qui pointent vers l’extérieur de la Galaxie, nous ne pouvons pas conclure quant à l’existence d’un effet systématique sur les intensités relatives des bandes. Notons que le rapport $R_{3.6/8.0,feat}$ ne présente pas non plus de variations systématiques avec la longitude ou la latitude galactique (voir Tab. 2.7).

Taille moyenne

Dans le cadre du modèle de poussières, la couleur $R_{3.6/8.0,feat}$ mesurée sur les champs GFLS doit tracer les variations de propriétés des PAHs. Plus particulièrement, dans notre cas, nous devons pouvoir remonter à des variations de taille moyenne des PAHs. En effet, les champs GFLS sondent des régions plus externes que celle du champ GLIMPSE. Toujours en considérant que le champ de rayonnement moyen a plutôt tendance à diminuer lorsqu’on s’éloigne des régions internes de la galaxie, et en faisant l’hypothèse que la densité des électrons et que la température du gaz ne varient pas significativement, on décide de prendre la valeur de 1350 $\text{K}^{1/2}\text{cm}^3$ trouvée sur le champ GLIMPSE comme limite supérieure du paramètre $G\sqrt{T}/n_e$ sur les champs GFLS. D’autre part, nous décidons de prendre comme limite inférieure la valeur proposée par Li &

Paramètres	Valeurs
IRAC 3.6 μm	0.065 MJy/sr
IRAC 4.5 μm	0.052 MJy/sr
IRAC 5.8 μm	0.32 MJy/sr
IRAC 8.0 μm	1.00 MJy/sr
IRIS 25 μm	1.43 MJy/sr
IRIS 60 μm	8.88 MJy/sr
IRIS 100 μm	31.2 MJy/sr
DIRBE 12 μm	1.05 MJy/sr
DIRBE 25 μm	1.23 MJy/sr
DIRBE 60 μm	10.2 MJy/sr
DIRBE 100 μm	31.2 MJy/sr
DIRBE 140 μm	59.3 MJy/sr
DIRBE 240 μm	34.7 MJy/sr

TAB. 4.3 – Valeurs mesurées pour la SED complète du milieu diffus galactique. Les observations sont normalisées par rapport au flux dans le canal IRAC 8 μm .

Draine (2001) et Weingartner & Draine (2001c) pour le MIS neutre froid, à savoir $G\sqrt{T}/n_e \sim 300 \text{ K}^{1/2}\text{cm}^3$. Grâce à ces contraintes sur le paramètre d’ionisation, et en les combinant aux couleurs $R_{3.6/8.0,feat}$ sur la figure 4.2, nous pouvons estimer la taille moyenne des PAHs sur chacun des champs GFLS. Pour ce faire, nous avons utilisé le rapport $R_{3.6/4.5,cont}$ déduit de l’ajustement par le modèle de notre ligne de visée principale. Les résultats sont donnés dans la dernière colonne de la Table 2.7. Nous obtenons des tailles moyennes de PAHs dont les valeurs extrêmes sont de 38 et 80 atomes de carbone tandis que les trois autres valeurs (52, 52 et 56 atomes de carbone) sont très proches de celle de la ligne de référence (60 atomes de carbone). Ainsi, nous avons mis en évidence, malgré les incertitudes assez larges sur ces tailles moyennes, qu’une réelle dispersion existe et que des PAHs de taille moléculaire sont présents dans le milieu diffus galactique.

4.5 Extension du spectre de référence aux plus grandes longueurs d’onde

Au-delà de 8 μm , des données photométriques sont également disponibles pour ma ligne de visée de référence. Il s’agit non pas de données Spitzer/MIPS mais de données IRIS (données IRAS retraitées par Miville-Deschênes & Lagache 2005) et DIRBE. Comme l’échantillonnage de ces données ne permet pas de réaliser des graphes de corrélation pixel-à-pixel avec les données IRAC, j’ai utilisé des mesures de valeurs moyennes sur le champ. J’ai considéré que les flux mesurés par IRIS pouvaient être pris tels quels et j’ai ajusté les mesures DIRBE de telle sorte que les points DIRBE et IRIS à 100 μm soient identiques. J’ai ainsi obtenu les couleurs de

Paramètres	Valeurs
Champ de rayonnement	1.2 x Mathis
Abondance VSGs	2 x Desert
Abondance BG	1 x Desert

TAB. 4.4 – Paramètres du modèle pour l’ajustement de la SED complète du milieu diffus galactique.

l’émission diffuse de 12 à 240 μm qui viennent compléter celles déjà mesurées précédemment à l’aide des données IRAC (voir table 4.5).

J’ai ensuite ajusté cette distribution spectrale d’énergie (SED) à l’aide du modèle de poussières en utilisant la distribution en taille des PAHs contrainte par les couleurs IRAC et le spectre ISOCAM/CVF à la section 4.4.1. De cette manière, j’ai contraint les abondances relatives des PAHs, VSGs et BGs ainsi que le champ de rayonnement incident. Les distributions de taille des VSGs et des BGs sont inchangées par rapport aux travaux de Désert et al. (1990). Pour le champ de rayonnement, j’ai utilisé la forme spectrale du champ de rayonnement interstellaire de Mathis. Les paramètres qui ajustent le mieux la SED de référence du milieu diffus galactique sont donnés dans la table 4.5 et le spectre complet qui en résulte est donné par la figure 4.5. Le champ de rayonnement requis est donc 20% plus élevé que le champ de rayonnement standard de Mathis. La modification la plus importante par rapport au modèle originel de Désert et al. (1990) concerne l’abondance relative nécessaire des VSGs qui est deux fois plus élevée. Cette SED et l’ajustement par le modèle qui en découle constitue dorénavant le spectre de référence du milieu diffus galactique que j’utilise dans le reste de ma thèse.

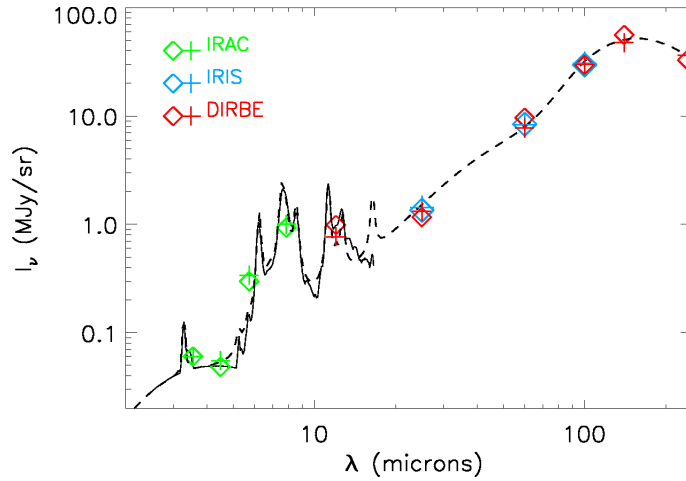


FIG. 4.5 – Spectre de référence complet du milieu diffus galactique. Les données (diamants) et les valeurs données par le modèle (croix) pour les bandes photométriques IRAC, IRIS et DIRBE sont superposées au spectre ISOCAM/CVF étendu (ligne continue) et à l’ajustement par le modèle (tiret). L’ensemble est normalisé à IRAC 8 μm .

Origine du continuum proche infrarouge

Sommaire

5.1	Nébuleuses par réflexion	88
5.1.1	Les interprétations rejetées	88
5.1.2	Modèle de fluctuations en température de petits grains	88
5.1.3	Émission hors équilibre de grandes molécules	90
5.2	Couleurs des galaxies	91
5.3	Lumière diffusée	91
5.4	Fluorescence des aromatiques	92
5.5	Origine de la bande à 3.3 μm	93

L'un des principaux résultats de ce travail porte sur la détection d'un continuum proche infrarouge, sous-jacent à la bande PAH à $3.3 \mu\text{m}$. Auparavant, cette composante avait été détectée d'abord dans des nébuleuses par réflexion (Sellgren et al. 1983) puis dans des galaxies (Lu et al. 2003). Sa présence dans le milieu diffus, où le champ de rayonnement est plusieurs ordres de grandeur plus faible, est pour le moins surprenante. De plus, la contribution de ce continuum s'élève à plus de 50% dans le canal IRAC à $3.6 \mu\text{m}$ et est pratiquement de 100% dans le canal IRAC à $4.5 \mu\text{m}$.

5.1 Nébuleuses par réflexion

Un continuum proche infrarouge sous-jacent à la bande PAH à $3.3 \mu\text{m}$ a été découvert dans des nébuleuses par réflexion (NGC7023, NGC2023 et NGC2068) par Sellgren et al. (1983). Cette composante est relativement bien décrite par un corps noir modifié dont la température de couleur, déduite de mesures photométriques entre 2 et $5 \mu\text{m}$, est voisine de 1000 K. Sellgren et al. (1983) ont tout d'abord écarté plusieurs interprétations.

5.1.1 Les interprétations rejetées

- L'émission libre-libre ne peut contribuer qu'à hauteur de 1% au maximum, d'après les mesures effectuées à 6 cm.
- En tenant compte des sources de rayonnement présentes dans les nébuleuses par réflexion, le calcul de la lumière réfléchie dans NGC2023 ne peut atteindre que 1/3 et 1/20 de l'émission du continuum à 2.2 et $3.8 \mu\text{m}$ respectivement. Ces valeurs sont des limites supérieures.
- Des étoiles faibles, membres des amas associés aux nébuleuses, ne peuvent pas non plus être à l'origine de cette émission, qui apparaît uniformément étendue dans des ouvertures de $6''$ et $60''$.
- La constance de la température de couleur en fonction de l'éloignement à l'étoile excitatrice pose problème si l'on souhaite interpréter ce continuum par l'émission thermique de la poussière. De plus, la température effective de la poussière devrait être proche de la température de couleur observée (~ 1000 K) qui est bien plus grande que celle attendue dans ce type de région surtout à des distances supérieures à quelques fractions de parsecs de l'étoile.
- La fluorescence peut être à l'origine de l'émission dans les bandes PAH à 3.3 et $3.4 \mu\text{m}$ comme l'ont proposé Allamandola et al. (1979) mais serait incapable de produire un continuum sur l'intervalle de longueurs d'onde où il est observé et demanderait une efficacité de conversion des photons ultraviolets en infrarouges qui paraît peu raisonnable.

5.1.2 Modèle de fluctuations en température de petits grains

Plus tard, Sellgren (1984) a développé un modèle selon lequel le continuum est dû à l'émission thermique de grains de très petite taille (~ 10). Étant donnée leur faible capacité thermique,

ils sont chauffés très brièvement à très haute température ($\sim 200 - 500\text{K}$, Allen & Robinson 1975) par l'absorption d'un photon ultraviolet unique ou par la formation de liaisons chimiques à leur surface. Dans la limite des petites températures, relativement à la température de Debye, la capacité thermique $C_V \propto T^3$. Dans la limite des grandes températures, $C_V \sim 3Nk_B$ est une approximation raisonnable pour une température en fait aussi basse que $1/5$ de la température de Debye. Cette température caractéristique (voir Éq. 5.1) atteint 2200 K pour le diamant qui est l'un des matériaux à haute température de Debye. L'approximation des hautes températures est donc applicable. Le nombre N sera le nombre de molécules ou d'atomes du grain en fonction du degré d'excitation atteint aux températures observées ($\sim 1000\text{ K}$).

$$T_D = \frac{hc_s}{2Lk_B} \times \sqrt[3]{\frac{6N}{\pi}} \quad (5.1)$$

Parmi les processus d'excitation des grains à l'origine de fluctuations en température, nous pouvons ajouter les collisions gaz-grain et grain-grain, l'éjection de molécules formées à la surface du grain et l'interaction avec des rayons cosmiques à l'absorption de photons ultraviolets et aux réactions chimiques à la surface des grains cités plus haut. L'efficacité de ces différents processus va dépendre de leur probabilité et de l'énergie qu'ils déposent pour chauffer le grain. Pour atteindre la température de 1000 K observée dans les nébuleuses par réflexion, pour des densités d'hydrogène comprises entre 10^2 et 10^4 cm^{-3} , le taux minimum d'occurrence doit être compris entre 7×10^{-6} et $7 \times 10^{-8}\text{ s}^{-1}$. Une telle fréquence élimine forcément des processus tels que l'interaction avec les rayons cosmiques, les collisions grain-grain et l'éjection de molécules formées à la surface du grain. La formation de molécules liées à la surface des grains ne fournit pas assez d'énergie. Parmi les processus les plus énergétiques, les collisions gaz-grain sont éliminées car pour que ces dernières soient suffisamment énergétiques, il faut se placer dans une zone de choc alors que le continuum est observé dans des zones bien plus étendues. L'absorption de photons ultraviolets est donc le processus sur lequel Sellgren (1984) s'est concentrée. Pour un photon ultraviolet de 10 eV et pour une température au pic de 1000 K , il faut compter plusieurs dizaines de molécules dans le grain. Cela correspond à des rayons inférieurs à 10 (9 pour des silicates, 6 pour du graphite).

L'un des avantages de ce modèle est d'obtenir une température maximale qui ne dépend que de la taille des grains et de l'énergie des photons ultraviolets. Il explique donc naturellement le fait que la température de couleur du continuum proche infrarouge ne dépend pas de la distance à l'étoile centrale. De plus, si l'on considère la distribution de taille standard des grains de Mathis et al. (1977, ci-après MRN) et qu'on l'étend jusqu'aux tailles de l'ordre de 10 , on obtient un bon accord entre les observations et les valeurs prévues par la distribution MRN concernant la fraction en masse de ces petits grains et la fraction de rayonnement qu'ils absorbent et réémettent en infrarouge.

5.1.3 Émission hors équilibre de grandes molécules

Dans les observations, la bande à $3.3\ \mu\text{m}$ a très souvent été associée à ce continuum entre 2 et $4\ \mu\text{m}$. C'est pourquoi la question de l'origine du continuum est liée de très près à celle de la bande.

Faisant suite aux travaux de Sellgren (1984), Leger & Puget (1984) ont proposé d'interpréter la bande à $3.3\ \mu\text{m}$ par l'émission thermique hors équilibre d'hydrocarbures aromatiques polycycliques, chauffés de manière transitoire à très haute température ($\sim 1000\ \text{K}$) par l'absorption d'un photon ultraviolet, et ont obtenu un très bon accord spectroscopique avec les observations de Sellgren et al. (1983). Puget et al. (1985) ont ensuite prédit l'émission d'un continuum entre 1 et $3\ \mu\text{m}$ à partir de transitions électroniques de ces mêmes PAHs, traités comme des solides et non des molécules.

Contrairement à ces derniers, Allamandola et al. (1985) ont traité l'émission des molécules PAHs non pas comme un phénomène thermique mais en utilisant un processus d'excitation mono-photon. En prenant exemple sur le chrysène, ils obtiennent également un bon accord avec les données. Dans ce cadre, le continuum pourrait avoir pour origine la fluorescence et la phosphorescence de ces espèces à partir de leur plus bas niveau électronique ou par l'émission du quasi-continuum vibrationnel.

Enfin, An & Sellgren (2003) ont mené une étude détaillée de l'émission proche infrarouge de la nébuleuse par réflexion NGC7023. En comparant des cartes de l'émission à $2.18\ \mu\text{m}$ et à $3.3\ \mu\text{m}$ qui tracent respectivement le continuum et la bande plus le continuum, ils ont mis en évidence des distributions spatiales distinctes. Le continuum à $2.18\ \mu\text{m}$ a un maximum d'intensité plus proche de l'étoile, tandis que l'émission à $3.3\ \mu\text{m}$ est la plus intense dans les filaments moléculaires détectés en H_2 . Cette séparation spatiale suggère que les porteurs du continuum et de la bande ou que leurs mécanismes d'excitation diffèrent. De plus, le rapport observé entre ces deux émissions vérifie la relation $I_{2.18}/I_{3.3} \propto r^{-2}$, où r est la distance projetée à l'étoile. Cela suggère une relation directe entre la luminosité de l'étoile et la différence de distribution spatiale de ces composantes de l'émission. An & Sellgren (2003) proposent trois interprétations à ce phénomène, que nous détaillons ci-dessous.

Un effet de taille Il est communément admis que les porteurs de la bande à $3.3\ \mu\text{m}$ sont des PAHs de petite taille et que ces mêmes PAHs sont plus facilement détruits par un fort champ de radiation ultraviolet. Dans l'hypothèse où le continuum serait produit par des PAHs ou d'autres particules carbonées plus grosses et donc plus résistantes, celles-ci ne seraient pas détruites à proximité de l'étoile et cela justifierait les observations.

Un effet d'ionisation La densité électronique et le champ de rayonnement varient en sens opposé lorsqu'on s'éloigne de l'étoile. Le paramètre d'ionisation $G\sqrt{T}/n_e$ décroît donc fortement avec la distance à l'étoile et la fraction de PAHs ionisés également. De plus, comme cela a été dit auparavant, les PAHs neutres émettent plus fortement dans la bande à $3.3\ \mu\text{m}$ que les PAHs ionisés. Dans l'hypothèse où les porteurs du continuum ne sont pas affectés par les variations de $G\sqrt{T}/n_e$, l'évolution de l'ionisation des PAHs suffirait à

expliquer les observations.

Un effet d'excitation Plus on s'éloigne de l'étoile, et plus le champ de rayonnement se ramollit (Dole et Compiègne, communication privée). Si l'émission du continuum nécessite l'excitation des porteurs par des photons ultraviolets (Sellgren 1984) alors que les porteurs de la bande à $3.3 \mu\text{m}$ absorbent tout aussi efficacement dans le visible que dans l'ultraviolet, cela permettrait de justifier l'écart entre le pic d'émission du continuum et celui de la bande. Cependant, Sellgren et al. (1996) n'ont pas trouvé de relation évidente entre la température de l'étoile excitatrice et la couleur proche infrarouge de l'émission étendue.

On peut ajouter à ces trois interprétations la possibilité d'un effet d'hydrogénation, puisque la bande à $3.3 \mu\text{m}$ est attribuée à une liaison C—H, ainsi que des effets liés aux altérations chimiques des porteurs du continuum et de la bande. Notons également que la mesure de $I_{3.3}$ n'est pas corrigée de la contribution du continuum sous-jacent à la bande. Ceci ne va pas remettre en cause la discussion précédente dans la mesure où le continuum a une température de couleur relativement constante. La relation $I_{2.18}/I_{3.3} \propto r^{-2}$ traduit donc bien une relation entre l'intensité du continuum et celle de la bande en fonction de la distance à l'étoile.

5.2 Couleurs des galaxies

En analysant des données ISO sur un échantillon de 45 galaxies à disques, Lu et al. (2003) ont montré qu'un continuum proche infrarouge était également présent dans le spectre moyen qu'ils ont fabriqué. Cette composante est très semblable à celle détectée dans les nébuleuses par réflexion, avec une température de couleur comprise entre 750 et 1000 K. Cet écart dépend de la façon dont est soustraite la composante stellaire : soit avec rougissement du continuum stellaire par la poussière, soit sans rougissement. Sur l'ensemble de leur échantillon, le rapport $F_{\lambda}(4\mu\text{m})/(7.7)$ entre la densité moyenne du flux à $4 \mu\text{m}$ (définie par la moyenne du flux entre 3.4 et $4.4 \mu\text{m}$) et celle dans la bande PAH à $7.7 \mu\text{m}$ (définie par le flux intégré entre 7.20 et $8.22 \mu\text{m}$ divisé par $8.22-7.20 \mu\text{m}$) est relativement constant autour de 0.11 lorsque la luminosité infrarouge varie sur plusieurs ordres de grandeur. Dans un article plus récent, Lu (2004) a converti ces mesures en couleur IRAC et obtient les valeurs extrêmes de 0.030 et 0.056 pour $R_{4.5/8.0}$ et de 0.041 et 0.069 pour $R_{3.6/8.0}$. Même si sa méthode d'obtention diffère largement de la nôtre, nous décidons d'appliquer à ces valeurs les mêmes corrections qu'à nos mesures. En nous appuyant sur le rapport d'émission PAH/ H_{α} (Roussel et al. 2001), nous obtenons les couleurs corrigées $R_{3.6/8.0} = 0.039-0.067$ et $R_{4.5/8.0} = 0.028-0.054$ cohérentes avec celles que nous avons mesurées sur les champs GFLS.

5.3 Lumière diffusée

Nous avons utilisé les propriétés d'extinction et d'absorption de la poussière données par Li & Draine (2001) pour estimer la contribution de la lumière diffusée par les grains du milieu diffus

λ (μm)	Σ_{ext}^a ($\text{cm}^2.\text{H}^{-1}$)	Albedo	ISRF ($\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$)	Intensité diffusée ^b ($\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$)	Intensité du continuum ($\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$)
2.2	5.45×10^{-23}	0.43	6.44×10^{-20}	3.1×10^{-20}	6.3×10^{-20}
3.4	2.37×10^{-23}	0.28	4.08×10^{-20}	5.4×10^{-21}	2.5×10^{-19}
4.8	1.26×10^{-23}	0.16	2.90×10^{-20}	1.2×10^{-21}	1.3×10^{-19}

^a section efficace d'extinction par atome d'hydrogène

^b intensité diffusée pour une densité de colonne $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$

TAB. 5.1 – Comparaison entre lumière diffusée par les poussières et intensité du continuum.

dans les canaux IRAC à 3.6 et 4.5 μm . D'une part, nous avons la section efficace d'extinction par atome d'hydrogène et l'albedo de la poussière dans leur Table 6 qui nous permettent de calculer la section efficace de diffusion par atome d'hydrogène aux longueurs d'onde infrarouge proche. D'autre part, nous estimons le champ de rayonnement moyen en proche infrarouge grâce aux cartes DIRBE. En combinant ces deux grandeurs, nous pouvons estimer l'intensité diffusée par les poussières dans les canaux IRAC pour une densité de colonne correspondant à notre ligne de visée et la comparer à l'intensité du continuum proche infrarouge (voir Tab. 5.3). On constate que cette composante n'équivaut qu'à quelques pour cent de l'intensité mesurée sur nos données.

5.4 Fluorescence des aromatiques

J'ai considéré le processus de fluorescence des PAHs comme pouvant être à l'origine du continuum proche infrarouge. J'ai alors estimé l'efficacité de conversion de photon qu'il serait nécessaire d'avoir pour produire l'émission observée. Pour ce faire, j'ai calculé le rapport entre le nombre de photons N_{cont} émis par le continuum entre 2.5 et 5 μm et le nombre de photons $N_{abs,UV}$ absorbés par les PAHs dans l'ultraviolet (voir Éq. 5.2).

$$\eta = \frac{N_{cont}}{N_{abs,UV}} \quad (5.2)$$

Le nombre de photons émis par le continuum s'obtient simplement en intégrant le spectre d'émission de cette composante entre 2.5 et 5 μm .

$$N_{cont} = \int_{2.5 \mu\text{m}}^{5 \mu\text{m}} \frac{I_{\nu,cont}}{h\nu} d\nu \quad (5.3)$$

Le nombre de photons ultraviolets absorbés s'obtient en supposant que toute l'énergie absorbée de la sorte par les PAHs est réémise dans l'infrarouge et en considérant que l'énergie moyenne d'un photon ultraviolet absorbé est $\langle h\nu \rangle_{UV} = 5.2 \text{ eV}$ (Li & Draine 2001).

$$\begin{aligned}
N_{abs,UV} &= \frac{E_{abs,UV}}{\langle h\nu \rangle_{UV}} \\
&= \frac{E_{emi,IR}}{\langle h\nu \rangle_{UV}} \\
&= \frac{\int_0^\infty I_{\nu,PAH} d\nu}{\langle h\nu \rangle_{UV}} \tag{5.4}
\end{aligned}$$

L'efficacité de conversion requise est alors de 120%. Chaque photon ultraviolet absorbé doit donc fournir au moins un photon infrarouge à l'émission. Une telle efficacité est difficilement concevable. Par comparaison, Gordon et al. (1998) ont estimé que l'émission rouge étendue (ERE, voir section 2.2.5 page 26) nécessitait une efficacité au moins de l'ordre de 10%. Cependant, ils considéraient que les porteurs de l'ERE absorbaient l'ensemble des photons ultraviolets. Étant donné que les PAHs absorbent en fait un quart seulement de l'énergie rayonnée par les étoiles, leur limite inférieure correspond donc à une efficacité de conversion de 40%. Cela reste tout de même un facteur 3 en dessous de notre estimation pour le continuum proche infrarouge. Si je considère non pas la fluorescence des PAHs mais la photoluminescence des VSGs comme étant responsable de l'émission de cette composante, le résultat est le même car l'énergie émise par les VSGs est quasiment la même que celle émise par les PAHs ($\sim 25\%$ de l'émission infrarouge totale).

On peut également exprimer l'efficacité de conversion requise pour le continuum proche infrarouge en terme d'énergie, plutôt qu'en terme de photons. Dans ce cas, la fluorescence moléculaire ou la photoluminescence solide nécessite une efficacité de 8.5%.

5.5 Origine de la bande à 3.3 μm

Le questionnement sur l'origine du continuum proche infrarouge soulève un problème autrement plus important. S'il existe des matériaux capables d'émettre avec une grande efficacité aux longueurs d'onde comprises entre 2 et 5 μm , pourquoi ces matériaux ne laisseraient-ils pas d'autres signatures spectrales ? Plus précisément, pourquoi la bande à 3.3 μm ne pourrait-elle pas être due aux mêmes porteurs ?

En fait, d'après nos observations et nos résultats, l'émission dans la bande IRAC à 3.6 μm et celle dans la bande IRAC à 4.5 μm semblent corrélées. Or, on a vu que sur la ligne de visée principale, le continuum sous-jacent à la bande à 3.3 μm représentait environ 70% de l'émission dans le premier canal IRAC. Si l'on regarde alors les valeurs de $R_{3.6/8.0,feat.}$ et $R_{3.6/8.0,cont}$ de nos différentes observations, on se rend compte que le continuum et la bande à 3.3 μm ne sont pas du tout corrélés. Cela tendrait à montrer que les porteurs du continuum et ceux de la bande ne sont pas les mêmes. Il n'est toutefois pas exclu que le mécanisme d'émission soit le même ou que les porteurs soient structuellement proches.

6

Conclusions

En combinant des données infrarouges Spitzer/IRAC, ISOCAM/CVF et AROME ou IRTS, j'ai cherché à caractériser l'émission infrarouge proche à moyenne du milieu interstellaire diffus galactique. Mes résultats sont les suivants :

L'émission diffuse est visible sur tous les champs Spitzer (sauf à la plus haute latitude galactique de 32°) et à toutes les longueurs d'onde.

Les couleurs infrarouges de l'émission diffuse sont obtenues en traçant les graphes de corrélation pixel à pixel des données Spitzer/IRAC. Sur une ligne de visée particulière, la distribution spectrale d'énergie est complétée par les données IRIS et DIRBE jusqu'à $240\ \mu\text{m}$. Cette ligne de visée constitue la référence du milieu diffus galactique. D'un champ à l'autre, les couleurs montrent des variations importantes, sauf en ce qui concerne le rapport IRAC5.8/IRAC8.0.

Les PAHs dominent l'émission dans les canaux IRAC à 5.8 et $8.0\ \mu\text{m}$, essentiellement via les bandes d'émission à 6.2 et $7.7\ \mu\text{m}$, d'après les données spectroscopiques ISOCAM/CVF. En combinant ces données avec les mesures AROME ou IRTS de la bande à $3.3\ \mu\text{m}$, je déduis que cette signature d'émission des PAHs ne contribue qu'à 25% de l'émission dans le canal IRAC à $3.6\ \mu\text{m}$.

Un continuum proche infrarouge est requis pour rendre compte de la totalité de l'émission dans le canal IRAC à $4.5\ \mu\text{m}$ et de 75% de celle-ci dans le canal IRAC à $3.6\ \mu\text{m}$. Ce continuum, d'abord détecté dans des nébuleuses par réflexion, est également présent dans le milieu diffus et son intensité change peu relativement au flux dans le canal IRAC à $8.0\ \mu\text{m}$. Cette intensité est compatible avec celle mesurée dans les galaxies. L'origine de ce continuum reste inconnue : son intensité n'est pas corrélée à celle de la bande à $3.3\ \mu\text{m}$, ce qui tendrait à prouver que ses porteurs ne sont pas les PAHs. Il ne s'agit pas de lumière diffusée. Enfin, le taux de conversion de photons nécessaire est au-delà de 100% (8.5% en énergie) pour justifier l'existence de ce continuum par des processus de fluorescence de PAHs ou de photoluminescence de VSGs.

L'interprétation des données a été réalisée grâce à notre modèle de poussière. Les couleurs

dans le proche infrarouge et les données spectroscopiques ont été ajustées en faisant varier la taille moyenne et l'état d'ionisation des PAHs. Pour ce faire, j'ai mis à jour le modèle afin qu'il tienne compte de sections efficaces infrarouge différentes pour les PAHs neutres et cations, en m'appuyant sur les observations de la nébuleuse NGC7023 et le précédent travail de Rapacioli et al. (2005). Le rapport d'intensité des bandes à 7.7 et 11.3 μm me permet alors de contraindre le paramètre $G\sqrt{T}/n_e$ qui régit l'équilibre entre PAHs cations et neutres. L'intensité relative de la bande à 3.3 μm par rapport à l'intensité du canal IRAC à 8.0 μm me permet alors de contraindre la taille moyenne des PAHs. Les couleurs dans l'infrarouge moyen et lointain m'ont permis de contraindre les abondances relatives des VSGs et des BGs ainsi que l'intensité du champ de rayonnement.

Le spectre de référence correspond à un paramètre d'ionisation $G\sqrt{T}/n_e \simeq 1350 \text{ K}^{1/2}.\text{cm}^{-3}$, en accord avec la valeur attendue sur une ligne de visée dominée par la phase neutre froide du milieu interstellaire et à proximité de l'anneau moléculaire de la Galaxie. La taille moyenne des PAHs est de 60 atomes de carbone et la fraction de PAHs cations est de 42%. Les abondances relatives des PAHs et BGs sont celles du modèle original de Désert et al. (1990) tandis que celle des VSGs est doublée. Enfin, le champ de rayonnement requis pour justifier les observations dans l'infrarouge lointain est de 20% supérieur à celui de Mathis.

Les variations à grande échelle, d'un champ à un autre ou d'une ligne de visée à une autre, sont surtout mesurables sur les couleurs IRAC et non sur le rapport de bande 7.7/11.3. Sous certaines hypothèses peu contraignantes par rapport au paramètre $G\sqrt{T}/n_e$, j'en déduis une dispersion significative de la taille moyenne des PAHs, de 38 à 80 atomes de carbone. Des PAHs de taille moléculaire, dont une fraction non négligeable est ionisée, sont donc requis pour interpréter les observations infrarouges.

Les couleurs mesurées grâce aux données IRAC devraient être utiles pour de futures analyses de l'émission diffuse. Dans la suite de ma thèse, j'ai cherché à quantifier leurs variations à petites échelles spatiales en m'appuyant sur les données du Nuage Moléculaire du Taureau (voir partie suivante) afin d'étudier l'évolution de la distribution en taille des poussières. Si des variations dans cette distribution étaient confirmées, il serait intéressant de voir leur corrélation avec l'extinction afin de contraindre l'impact des petits PAHs sur cette observable.

L'ensemble du travail réalisé dans cette partie a été publié et l'article correspondant est disponible en annexe, section A page 209. Les résultats qui y sont décrits ont depuis été utilisés (voir par exemple Sellgren et al. 2007) et confirmés (voir par exemple Draine & Li 2007).

Troisième partie

Les grains dans le nuage moléculaire du Taureau

1

Le Nuage Moléculaire du Taureau

Sommaire

1.1	Présentation du Nuage Moléculaire du Taureau	100
1.2	Importance du Nuage Moléculaire du Taureau	100

Afin d'étudier les variations aux petites échelles spatiales des propriétés des grains de poussières, je me suis intéressé aux observations infrarouges du Nuage Moléculaire du Taureau (TMC pour *Taurus Molecular Cloud*). Ce travail a nécessité une grande implication dans la réduction des données du télescope spatial Spitzer. Les résultats scientifiques obtenus au cours de ma thèse sur le TMC sont ainsi moins aboutis que ceux concernant les deux autres parties de ma recherche. Une fraction importante de ce que je vais présenter dans cette partie concerne donc le traitement des observations, en particulier celles à 8, 24 et 160 microns.

1.1 Présentation du Nuage Moléculaire du Taureau

Ce complexe moléculaire géant se situe à environ 140 pc du système solaire (Kenyon et al. 1994) et il est caractérisé par l'absence de jeunes amas stellaires et d'étoiles de type OB. Cela en fait donc l'une des plus proches régions de formation d'étoiles de faibles masses. Le TMC s'étend sur plusieurs dizaines de degrés carrés, ce qui correspond à une région de quelques centaines de parsecs carrés à cette distance. Le complexe du TMC fait partie d'une association de régions actives de formation d'étoiles, parmi lesquelles on retrouve les complexes de Persée, d'Ophiuchus et du Cocher (*Auriga* en latin), et qui compose la Ceinture de Gould. Cette structure en forme de disque aplati contient la plupart des étoiles et de la matière interstellaire du voisinage solaire. Sa masse totale serait de l'ordre de quelques $10^5 M_{\odot}$.

1.2 Importance du Nuage Moléculaire du Taureau

Le TMC, de part sa proximité, est le nuage moléculaire parfait pour des études à haute résolution spatiale. Les études principales qui ont été menées grâce à des observations du TMC concernent la formation d'étoiles de faibles masses. Le programme d'observations TAUPROP (Padgett et al. 2006), qui utilise des données Spitzer, est essentiellement dédié à l'étude des sources pré-stellaires, des environnement circumstellaires et à la construction de fonctions de luminosité pour les sources du nuage. La couverture complète du TMC en infrarouge par le télescope spatial Spitzer est complétée par un relevé en rayon X (le XEST, voir Güdel et al. 2007) et par des observations du CFHT.

Le TMC a également été observé pour étudier la chimie interstellaire. De nombreux relevés sont ainsi disponibles pour les raies caractéristiques de certaines molécules, parmi lesquelles CO (Sunada & Kitamura 1999), C I (Maezawa et al. 1999), OH, HC₃N, CCS, CS, SO, NH₃, N₂H⁺ ... (Harju et al. 2000, et références dans cet article).

Le TMC est enfin le lieu idéal pour étudier la structuration du milieu interstellaire car il représente la phase intermédiaire entre le milieu diffus, turbulent et pas encore structuré, et les régions de formations d'étoiles massives, dominées par le rayonnement d'étoiles OB jeunes. Cependant, peu d'études globales ont été menées à l'aide d'observations infrarouges. Langer et al. (1989) et Abergel et al. (1994) ont corrélé l'émission infrarouge lointaine vue par IRAS à l'émission des isotopes de CO et à l'extinction, et ont montré que la composante froide en

infrarouge (rapport 60/100 faible) était particulièrement bien corrélée à celle du gaz. Stepnik et al. (2003) ont concentré leur analyse sur un filament étroit et ont observé des variations des couleurs infrarouges importantes, qui seraient liées à une évolution des propriétés des poussières à mesure que l'on pénètre dans le nuage.

D'autres nuages proches ont été observés dans le cadre de programmes d'observations du télescope spatial Spitzer (Camaeleon, Lupus, Perseus ...) mais aucun résultat n'a été publié en ce qui concerne l'émission étendue. Dans cette partie, j'ai cherché à me concentrer sur cet aspect à l'aide des données Spitzer sur le TMC.

Réduction des données Spitzer

Sommaire

2.1	Traitement des données MIPS 160 microns	104
2.1.1	Chaîne d'acquisition du signal	104
2.1.2	Inversion du problème	105
2.2	Validation de la méthode	106
2.3	Traitement des données MIPS 24 microns et IRAC 8 microns .	107
2.3.1	Lumière zodiacale	107
2.3.2	Application aux données Spitzer	109

Les données Spitzer sur le TMC ont été obtenues dans le cadre du programme TAUPROP que j'ai présenté section 4.1.3 page 51. Lors de l'analyse de ces données, nous avons fait face à plusieurs problèmes. D'une part, les observations MIPS 160 microns ont une très faible redondance et, le détecteur ayant "perdu" des pixels suite à un problème de câblage, la reconstruction de la carte a nécessité le développement d'algorithmes d'inversion. D'autre part, les observations MIPS 24 microns et IRAC 8 microns, en dehors du fait qu'elles présentent des trous dans la couverture de la région, liés à la stratégie d'observation, sont surtout affectées par la lumière zodiacale. Pour les trois cartes, le problème principal a donc été d'obtenir une photométrie absolue de l'émission diffuse.

2.1 Traitement des données MIPS 160 microns

Les données à 160 μm souffrent essentiellement des défauts inhérents au détecteur. En effet, ce dernier a été abîmé suite à un problème de câblage et un nombre non négligeable de pixels est donc inutilisable. Ainsi, les cartes obtenues avec cet instrument ont une très faible redondance. Par endroits, il n'y a même aucune donnée disponible. Les cartes officiellement fournies par l'archive présentent donc de nombreux défauts (voir Fig. 2.1).

Thomas Rodet, maître de conférence au Laboratoire des signaux et systèmes (L2S), travaille à l'amélioration de la chaîne de traitement du détecteur MIPS 160 μm grâce à un processus d'inversion des données. L'un des principaux problèmes est de tenir compte des perturbations provoquées par les particules de haute énergie. En effet, ces dernières peuvent provoquer une modification temporaire de la réponse du capteur touché. Il est donc nécessaire d'estimer conjointement le signal (observations infrarouges) et le gain (réponse du détecteur).

2.1.1 Chaîne d'acquisition du signal

Mon but ne va pas être ici de détailler l'algorithme mais de présenter la méthode générale et les résultats qu'elle fournit. Pour bien se représenter la problématique, il faut tout d'abord comprendre comment fonctionne la chaîne d'acquisition des données du détecteur (voir Fig. 2.2).

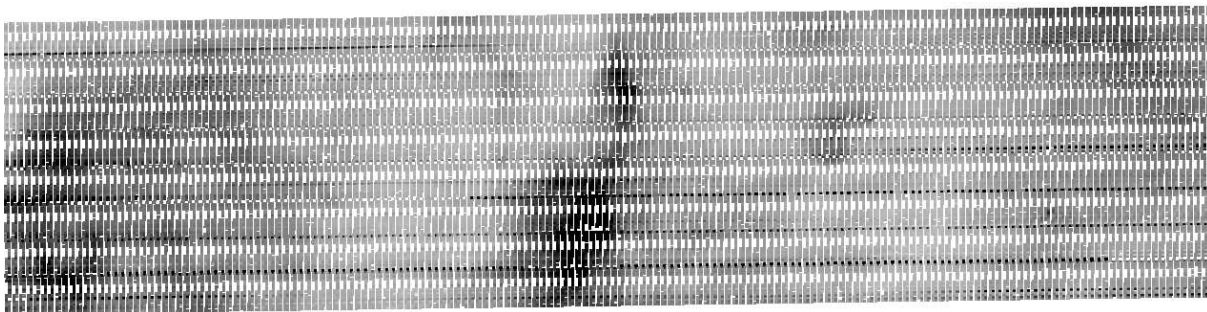


FIG. 2.1 – Agrandissement d'une observation MIPS 160 microns du TMC telle qu'elle est fournie par l'archive officielle et qui fait apparaître les défauts inhérents au détecteur.

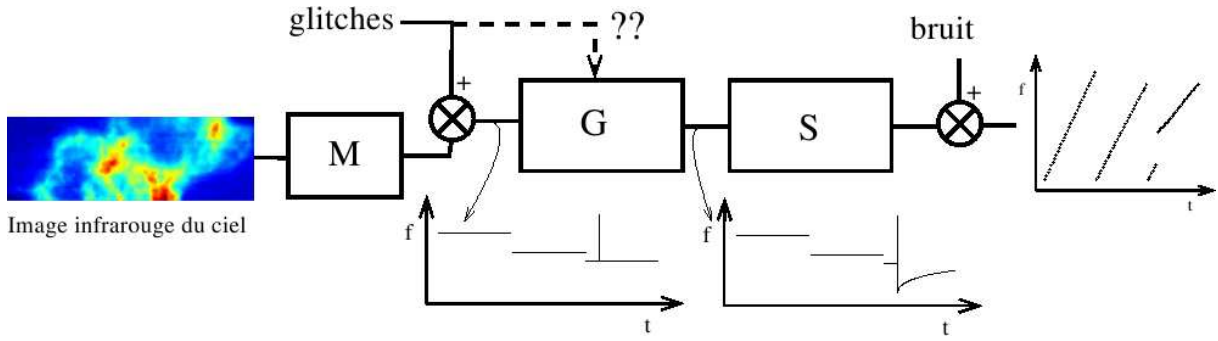


FIG. 2.2 – Schéma représentant la chaîne d'acquisition des données.

La première étape consiste en la conversion de l'énergie apportée par les photons en une charge électrique. Pendant le temps de pose, plusieurs lectures de la charge totale sont réalisées (de 16 à 40). Avant de passer à une autre position du ciel, le capteur est vidé des charges présentes. À chaque capteur correspond donc, au final, une rampe de points qui donne l'évolution de la charge de ce capteur en fonction du temps.

Après chaque observation, le détecteur se déplace et observe une nouvelle région du ciel. La façon dont le détecteur se déplace (la stratégie d'observation) affecte la façon dont l'image complète va être reconstruite. Chaque image est donc la mosaïque d'une multitude de petites vignettes de 20x2 pixels (taille du détecteur). La redondance (fait d'observer un même "pixel du ciel" plusieurs fois) dépend de la stratégie d'observation. Il est nécessaire de trouver un bon équilibre entre redondance et coût de l'observation en terme de temps au moment de la prise des données. Dans le cas du nuage du Taureau, la redondance est très faible (voir Fig. 2.1).

À tout moment, les capteurs peuvent être frappés par une particule de haute énergie (glitch). Dans le cas idéal, la rampe correspondante subit simplement un décrochage entre les deux lectures qui précèdent et suivent l'impact de la particule. En réalité, ce type d'événement peut produire une saturation du capteur et donc la perte de données. Il se peut également que la réponse du capteur soit temporairement modifiée. La modélisation de ce phénomène n'est pas possible car de trop nombreux paramètres entrent en jeu. C'est pourquoi le gain sera estimé conjointement au signal.

Enfin, le détecteur étant composé de 2 rangées de 20 capteurs, il faut tenir compte de propriétés propres à chacun d'eux.

2.1.2 Inversion du problème

Le but du problème est d'estimer à la fois la carte du ciel et la carte du gain. Pour faciliter cette tâche, il faut introduire des informations *a priori*. Dans le cas de nos cartes du milieu interstellaire, on peut supposer que la variation spatiale de l'émission infrarouge est douce. De même, en dehors des impacts de particules de haute énergie, on peut supposer que le gain de chaque capteur varie lentement. Enfin, une calibration du gain a lieu régulièrement en vol. Il

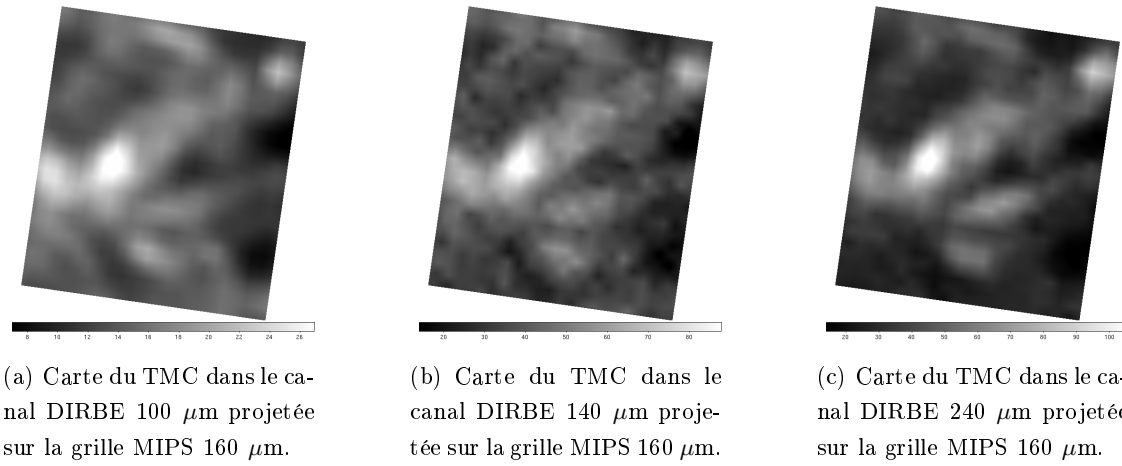


FIG. 2.3 – Données DIRBE sur le Nuage Moléculaire du Taureau. Les intensités sont en MJy/sr.

est donc possible de se rattacher à cette estimation et de considérer que le gain sera proche de l'unité.

Le détail de la méthode (définition du critère de minimisation, technique de descente par méthode du gradient conjugué, ...) est présenté dans un article en préparation dont je fournis les références en annexe.

2.2 Validation de la méthode

L'algorithme développé par Thomas Rodet fournit une carte en unités instrumentales. Afin de valider la méthode, j'ai vérifié, sur la carte du TMC, que le facteur de conversion en unités astrophysiques était compatible avec le facteur officiel⁴. J'ai donc calculé le facteur multiplicatif qu'il faut appliquer à la carte MIPS 160 μm pour qu'elle s'ajuste avec les données du relevé DIRBE (voir section 4.5 page 54) à 100, 140 et 240 μm (voir Fig. 2.3). Il est en effet généralement admis que les données DIRBE servent de référence photométrique.

À ces quatre longueurs d'onde (100, 140, 160 et 240 μm), la composante qui domine l'émission infrarouge est celle des BGs, qui émettent à l'équilibre thermique. Je fais l'hypothèse que l'émission des BGs est donnée par un corps noir dont l'émissivité est en ν^2 . Pour chaque pixel des cartes DIRBE du TMC, je calcule la température des BGs qui ajuste au mieux les valeurs de l'émission à 100, 140 et 240 μm . Je procède en fait à 3 ajustements différents pour estimer l'incertitude sur la méthode : j'ajuste (1) les 3 bandes simultanément, (2) les bandes à 100 et 240 μm uniquement, (3) les bandes à 140 et 240 μm uniquement. J'interpole ensuite la valeur à 160 μm à l'aide de la réponse spectrale du canal MIPS 160 μm et je produis une carte de l'émission attendue à 160 μm , à la résolution spatiale de DIRBE.

Je compare alors cette carte "DIRBE 160 μm " (en unités astronomiques) à la carte MIPS

⁴Le facteur de conversion officiel en MJy/sr pour MIPS 160 μm est de 44.7 ($\pm 12\%$) <http://ssc.spitzer.caltech.edu/mips/calib/conversion.html>

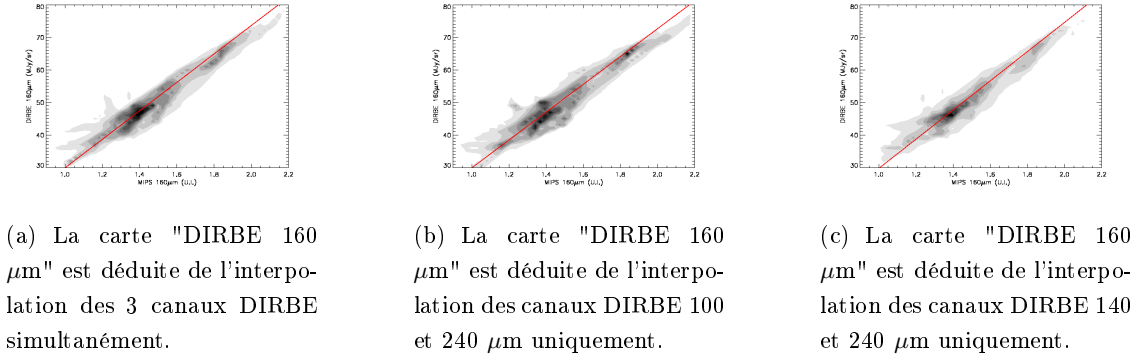


FIG. 2.4 – Comparaison entre la carte MIPS 160 μm produite par l'algorithme (en unités instrumentales) et la carte déduite de l'ajustement des données DIRBE (en unités astronomiques).

160 μm produite par l'algorithme (en unités instrumentales). La résolution de la carte MIPS est auparavant dégradée à la résolution DIRBE. Comme le lobe DIRBE n'est pas circulaire mais significativement asymétrique, il faut tenir compte de la direction dans laquelle le détecteur s'est déplacé lors des observations du TMC. À proximité du plan de l'écliptique, où se situe le TMC, les observations ont été réalisées en suivant les latitudes écliptiques qui correspondent au grand axe de la carte du TMC.

Je trace donc le graphe de corrélation pixel à pixel de ces deux cartes (MIPS 160 μm et DIRBE 160 μm). Ce graphe est visible sur la figure 2.4. Le premier constat que l'on peut faire est que les deux cartes sont très bien corrélées. La structure spatiale du TMC reproduite par l'algorithme, à la résolution DIRBE, est cohérente avec celle déduite des données DIRBE à des longueurs d'onde très voisines. Le second constat concerne le facteur de conversion à appliquer à la carte MIPS 160 μm en unités instrumentales pour être au mieux compatible avec les données DIRBE. Ce facteur est de 43.8 lorsque l'on utilise les 3 canaux DIRBE pour interpoler la carte à 160 μm , de 44.9 lorsque seuls les canaux à 140 et 240 μm sont exploités et de 42.8 lorsqu'on ne se sert que des canaux à 100 et 240 μm . Je considère donc un facteur de conversion de 43.8 ± 1 , en très bon accord avec le facteur de conversion officiel de 44.7 ($\pm 12\%$). La carte complète du TMC, calibrée de la sorte, est présentée à la figure 2.5.

2.3 Traitement des données MIPS 24 microns et IRAC 8 microns

2.3.1 Lumière zodiacale

Aux plus courtes longueurs d'onde, la contamination par la lumière zodiacale peut être importante. Cette émission a pour origine la réflexion du rayonnement solaire sur les particules interplanétaires. Comme ces poussières sont essentiellement concentrées au niveau du plan de l'écliptique, c'est à ce niveau que la contamination des arrières-plans est la plus importante. Les observations du Nuage Moléculaire du Taureau, situé à proximité immédiate du plan de l'écliptique, sont donc fortement affectées par cette composante d'avant plan, tout du moins aux

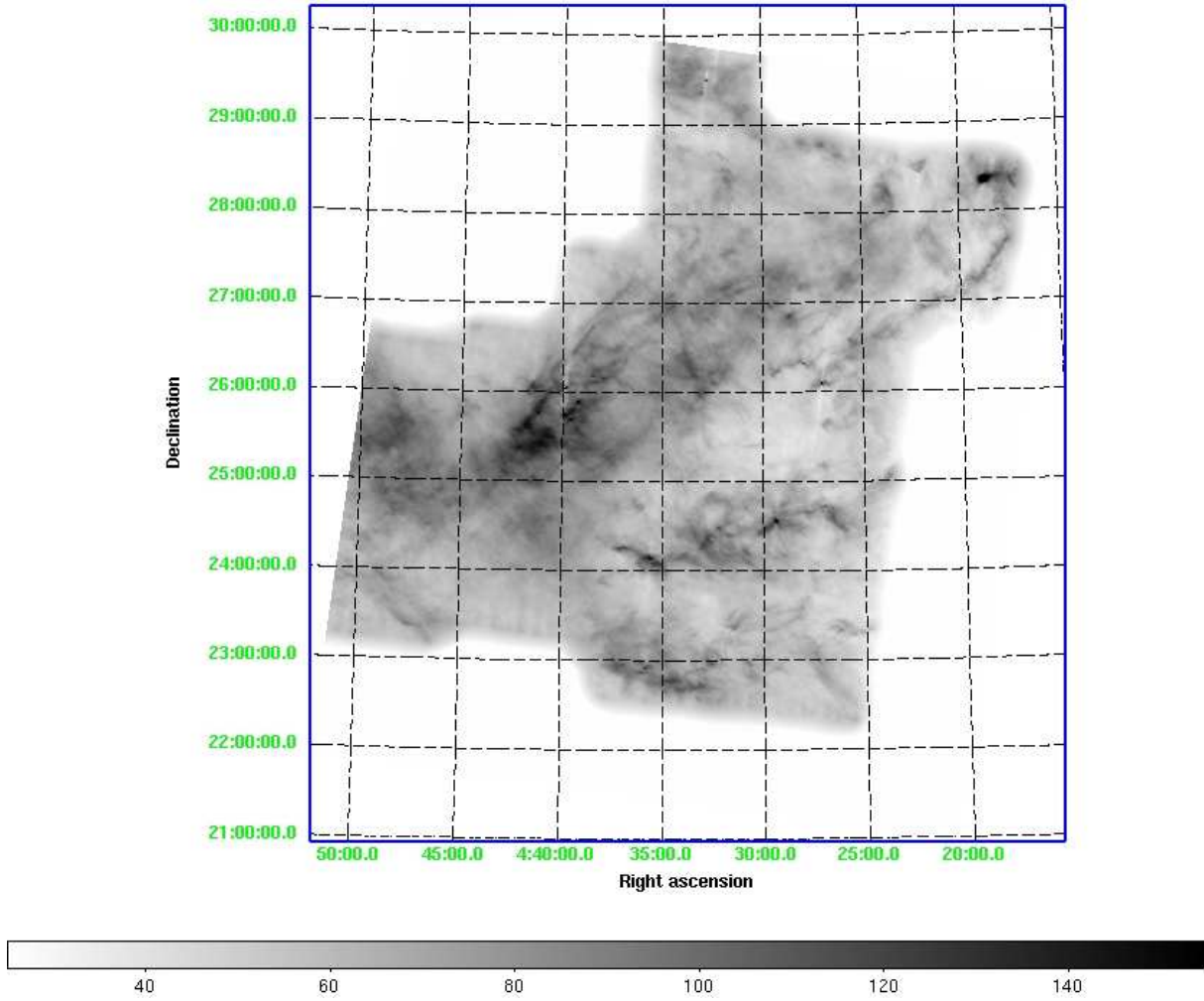


FIG. 2.5 – Carte complète MIPS 160 microns reconstruite grâce à l’algorithme d’inversion et calibrée grâce aux données DIRBE. Les unités sont des MJy/sr.

longueurs d’onde inférieures à $25\ \mu\text{m}$. On peut s’en rendre compte grâce aux observations du satellite IRAS à 12 et $25\ \mu\text{m}$ (voir Fig. 2.6). De larges bandes brillantes d’égale latitude sont visibles de part et d’autre du plan de l’écliptique. La contribution totale de l’émission zodiacale, à la position du TMC, atteint $\sim 10\ \text{MJy/sr}$ dans le canal IRAC à $8\ \mu\text{m}$, $\sim 50\ \text{MJy/sr}$ dans le canal MIPS à $24\ \mu\text{m}$ et $\sim 5\ \text{MJy/sr}$ dans le canal MIPS à $160\ \mu\text{m}$. L’intensité de la lumière zodiacale peut ainsi dominer l’émission aux longueurs d’ondes de l’infrarouge moyen. Il est donc nécessaire de soustraire cette composante avec précision.

L’une des difficultés de cette étape du traitement réside dans le fait qu’il n’existe pas de modèle totalement fiable de l’émission zodiacale, qui reste une composante d’avant-plan mal connue. De plus, ces modèles ont évolué de manière significative avec le temps. Ainsi, les données du relevé DIRBE ont bénéficié d’une meilleure soustraction de cette composante que les premières

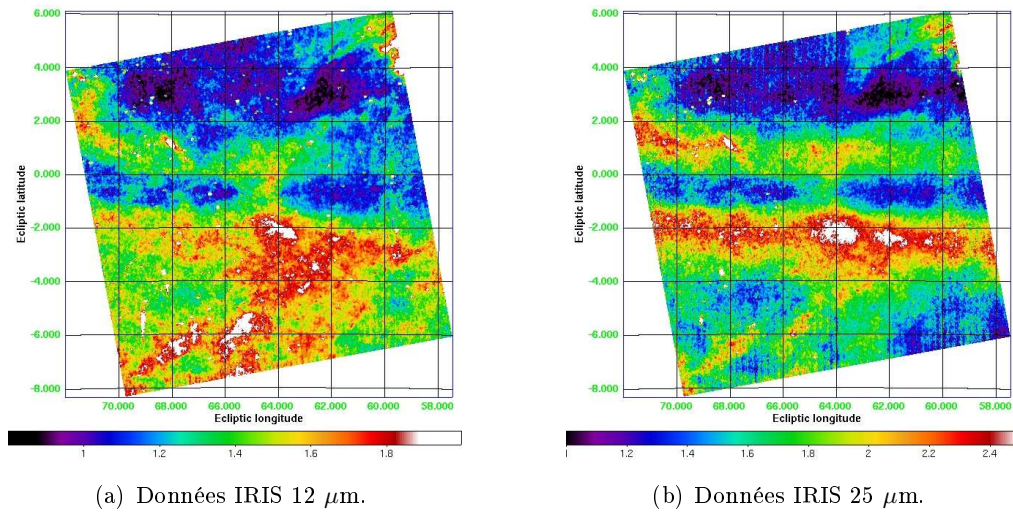


FIG. 2.6 – Observations IRIS à proximité du TMC sur lesquelles les bandes de lumière zodiacale sont nettement visibles. Les cartes sont présentées en coordonnées écliptiques pour mieux mettre ces bandes en évidence.

générations de données du relevé IRAS. Les données IRIS (Miville-Deschênes & Lagache 2005) tiennent compte de cet apport dans le sens où leur niveau zéro a été recalibré grâce aux données DIRBE.

2.3.2 Application aux données Spitzer

Dans le cas des cartes Spitzer, nous avons fait face à plusieurs difficultés :

Une correction est déjà incluse dans la chaîne de traitement. Chaque champ observé (5x5 minutes d'arc pour l'instrument IRAC) est associé à une valeur (ZODY_EST) de l'émission zodiacale estimée à partir du modèle DIRBE (Kelsall et al. 1998). Cependant, dans la chaîne de traitement officielle, ce n'est pas cette valeur qui est soustraite mais l'estimation (SKYDRKZB) de l'émission zodiacale du champ qui sert à la mesure du courant d'obscurité. Afin d'obtenir des cartes dont la composante zodiacale prédite par le modèle de Kelsall et al. (1998) est soustraite, il faut donc, avant de produire la mosaïque, retirer à chaque champ qui la compose l'intensité (ZODY_EST - SKYDRKZB). Ces deux valeurs estimées de l'émission zodiacale sont corrigées par un facteur photométrique similaire à celui que j'ai employé dans la partie précédente pour corriger les couleurs de l'émission diffuse galactique et qui sont données dans le manuel de l'utilisateur des instruments.

Dans le cas des données MIPS à 24 μm (je néglige la contribution de l'émission zodiacale à 160 μm), il n'y a pas besoin de tenir compte de la contribution de la lumière zodiacale au courant d'obscurité car ce dernier n'est pas pris sur le ciel, contrairement à ce qu'il se passe pour les données IRAC. La mosaïque MIPS 24 μm a donc directement été obtenue en soustrayant la valeur prédite par le modèle de Kelsall et al. (1998) à chaque champ MIPS qui la compose.

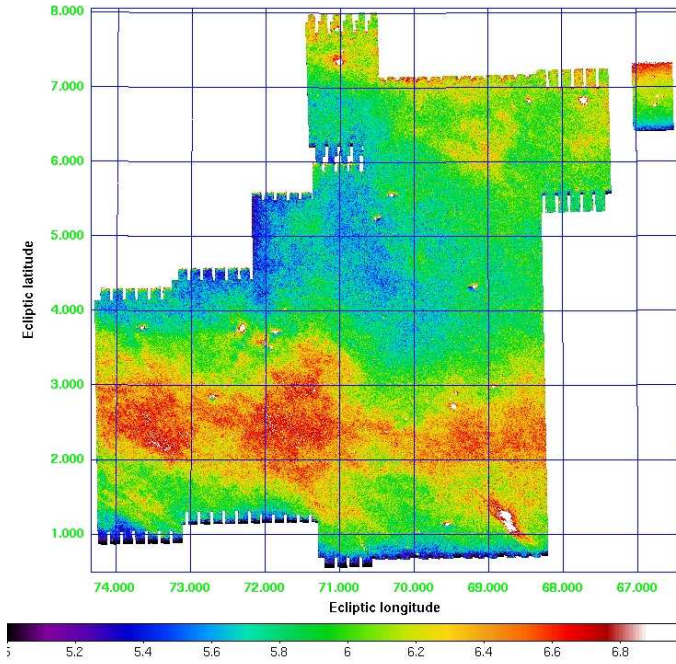


FIG. 2.7 – Observations MIPS à $24\ \mu\text{m}$ du TMC avant correction de la lumière zodiacale. La carte est présentée en coordonnées écliptiques pour mieux mettre la bande zodiacale en évidence.

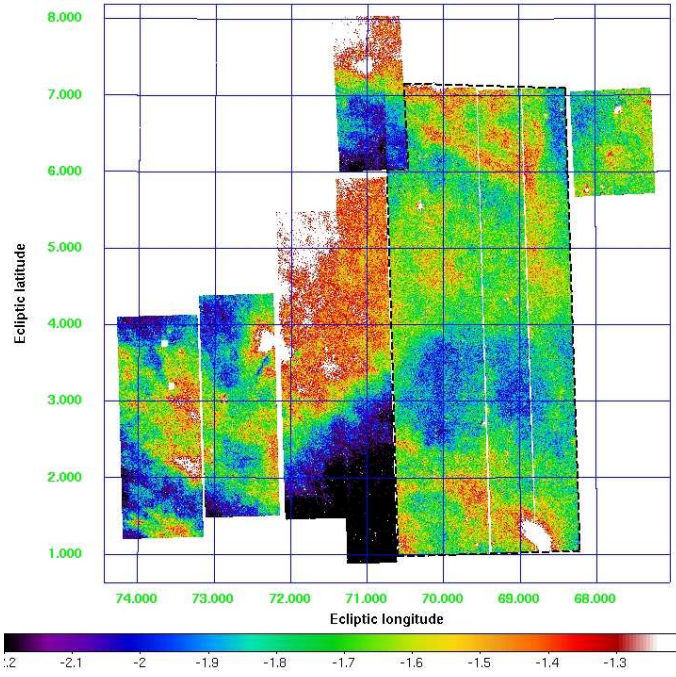
Après cette première correction, il nous est apparu que l'intégralité de l'émission zodiacale n'était pas soustraite. Cela est sans doute lié au modèle et à la difficulté de prévoir exactement l'intensité de l'émission zodiacale. Il est possible de s'en rendre compte sur la carte MIPS à $24\ \mu\text{m}$ (voir Fig. 2.7) où l'on détecte une bande d'émission importante d'égale latitude écliptique ($2 < \beta < 3$). On peut se convaincre qu'il s'agit bien d'une bande zodiacale car cette bande d'émission n'est pas visible sur les données IRIS à $25\ \mu\text{m}$ (voir Fig. 2.6(b)). En fait, une bande est visible à $25\ \mu\text{m}$, mais sa position n'est pas celle de la bande visible à $24\ \mu\text{m}$. Cette différence prouve qu'il s'agit d'une composante d'avant-plan dont la position sur le ciel est grandement affectée par la position dans le système solaire du télescope qui l'a observée (IRAS ou Spitzer). J'ai donc cherché à supprimer cette composante qui ne peut être liée à l'émission du TMC. Pour ce faire, j'ai considéré que l'émission zodiacale était invariante par translation le long des courbes d'iso-latitude écliptique. J'ai donc filtré la carte MIPS à $24\ \mu\text{m}$ en ne retenant pour chaque latitude écliptique que la valeur médiane de l'émission sur les 50 rangées de pixels voisines, ce qui correspond à $\pm 1'$. Je soustrais ensuite cette carte qui estime les variations de l'émission zodiacale résiduelle à la carte d'origine afin d'obtenir les variations de l'émission diffuse du TMC à $24\ \mu\text{m}$.

La carte IRAC à $8\ \mu\text{m}$ ne présente pas un tel "défaut" de manière aussi apparente, mais j'ai décidé de corriger cette carte en accord avec la carte MIPS24. J'applique donc cette correction à la carte IRAC à $8\ \mu\text{m}$ à l'aide du modèle de Kelsall et al. (1998) : à la date des observations, en direction du Nuage Moléculaire du Taureau $(\alpha, \delta) = (68.097, 28.247)$,

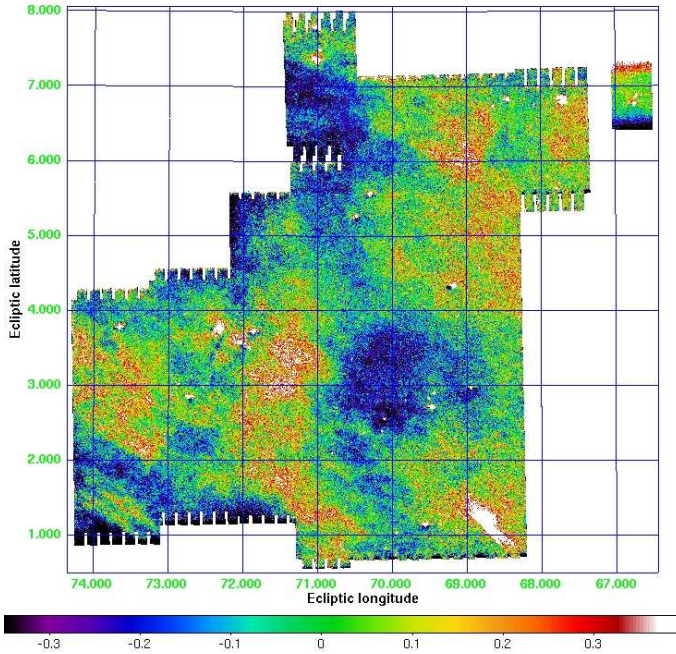
la couleur IRAC8/MIPS24 de l'émission zodiacale est de 0.283. Je soustrais donc à la carte de l'émission à 8 μm la carte des variations de l'émission zodiacale résiduelle à 24 μm , à laquelle j'applique ce facteur 0.283. J'obtiens ainsi la carte des variations de l'émission diffuse du TMC à 8 μm . Les cartes résultant de ces opérations sont présentées par la figure 2.8.

La dernière difficulté à laquelle nous avons fait face réside dans la stratégie d'observation employée pour les données IRAC. Les différentes observations qui composent la mosaïque entière du TMC ne se recouvrent pas parfaitement. Ces "sauts" dans les données génèrent des défauts dans l'image complète (voir Fig. 2.8(a)). Un gradient à grande échelle, similaire à celui observé dans certaines données du GFLS et du relevé GLIMPSE étudiées dans la partie précédente, affecte certaines régions du TMC. Puisqu'en outre la taille du nuage est conséquente, tant physiquement (~ 30 degrés carrés) qu'informatiquement (plus de 400 millions de pixels pour la carte IRAC à 8 μm), j'ai décidé de me limiter à une section du nuage où les effets décrits ci-dessus semblent négligeables et cependant suffisamment grande pour présenter une gamme non négligeable d'intensité proche infrarouge (voir la Fig. 2.8(a)).

Les cartes de l'émission diffuse du TMC sont présentées par la figure 2.8. Comme cela est indiqué sur les échelles en intensité, le flux résiduel est inférieur à zéro. En effet, la contribution de la lumière zodiacale que j'ai retirée de la carte MIPS à 24 μm est par construction proche de la valeur moyenne de l'émission à cette longueur d'onde. Afin de calibrer en absolu les données à 24 μm , il aurait fallu avoir une référence. A priori, les données DIRBE sont les plus à même de tenir ce rôle. Cependant, comme je l'ai mentionné plus haut, le modèle de l'émission zodiacale utilisé pour la calibration de ces données (et celles du relevé IRIS) est perfectible. Sur les données DIRBE à 12 et 25 μm , on distingue la présence d'une bande d'égale latitude écliptique similaire à celle visible sur les données IRIS à 12 et 25 μm (voir Fig. 2.6). Sans référence totalement fiable pour la photométrie, j'ai donc pris le parti de me contenter d'étudier les variations de l'émission diffuse du TMC, tout du moins pour les données IRAC à 8 μm et MIPS à 24 μm .



(a) Données IRAC 8 μm et contour (tirets noirs) de la sous-région à laquelle je vais me limiter par la suite.



(b) Données MIPS 24 μm .

FIG. 2.8 – Observations Spitzer du TMC après correction de la lumière zodiacale.

Propriétés de la poussières pour l'émission étendue

Sommaire

3.1	Comparaison des données sur l'émission infrarouge	114
3.1.1	Cartes IRAC à 8 μm et MIPS à 24 μm	114
3.1.2	Cartes MIPS à 24 μm et IRIS à 60 μm	114
3.1.3	Cartes IRIS à 60 μm et IRIS à 100 μm	117
3.1.4	Cartes IRIS à 100 μm et MIPS à 160 μm	117
3.1.5	Commentaires sur la comparaison des cartes d'émission infrarouge .	118
3.1.6	Distribution spectrale d'énergie de l'émission étendue	118
3.2	Température de la poussière	119
3.3	Cartes du gaz	120

Mon objectif sur le Nuage Moléculaire du Taureau était de contraindre globalement les propriétés de l'émission infrarouge. J'avais pour cela à ma disposition les données Spitzer ainsi que celles du relevé IRIS. J'ai pu dresser une distribution spectrale d'énergie globale de l'émission étendue et la comparer à celle du milieu diffus galactique. J'ai également estimé la température des gros grains et comparé leur émission à celle du gaz.

3.1 Comparaison des données sur l'émission infrarouge

J'ai commencé mon analyse en comparant globalement les observations infrarouges du TMC. Qualitativement, l'évolution de l'émission infrarouge, de 8 à 160 μm , est illustrée par la figure 2.23 qui regroupe les données IRAC 8, MIPS 24, IRIS 60, IRIS 100 et MIPS 160 μm , toutes à la résolution IRIS 100 μm (4.3 $'$)⁵. En comparant les données sur l'ensemble de la surface disponible, il apparaît immédiatement des ressemblances aux grandes échelles spatiales, surtout aux grandes longueurs d'onde ($\lambda > 60\mu\text{m}$). Aux longueurs d'onde les plus courtes, des différences significatives apparaissent. Quantitativement, j'ai cherché à estimer la corrélation entre les cartes d'émission à chaque longueur d'onde. Lorsque cela est possible, c'est-à-dire lorsque la corrélation est suffisamment bonne, j'ai alors mesuré les couleurs infrarouges de l'émission de la poussière du TMC en mesurant la pente des graphes de corrélation pixel à pixel. À la résolution IRIS 100 μm , si l'on va des courtes longueurs d'onde vers les grandes longueurs d'onde, voici ce que l'on constate :

3.1.1 Cartes IRAC à 8 μm et MIPS à 24 μm

Les cartes IRAC à 8 μm et MIPS à 24 μm sont relativement bien corrélées (voir figure 3.3(a)). J'ai donc mesuré la couleur moyenne IRAC8/MIPS24 de l'émission du TMC. La valeur que j'obtiens est de 1.04 ce qui est différent de la couleur IRAC8/IRIS25 du spectre de référence galactique (1.43, voir section 4.5 page 85). Comme cela apparaît clairement sur la figure 3.3(a), cette valeur moyenne cache en réalité une grande dispersion qu'il serait utile de développer par la suite. Celle-ci me permettra d'estimer les variations spatiales des abondances relatives des PAHs et des VSGs.

3.1.2 Cartes MIPS à 24 μm et IRIS à 60 μm

Les cartes MIPS à 24 μm et IRIS à 60 μm sont relativement mal corrélées (voir figure 3.3(b)). Je décide de ne pas mesurer de couleur moyenne MIPS24/IRIS60 pour le TMC. Cependant, je déduis de cette comparaison une évolution importante des propriétés des grains entre 24 et 60 μm . De grandes variations, au sein du TMC, dans les abondances relatives des VSGs, principale

⁵ Les données IRIS à chaque longueur d'onde se composent de 3 cartes qui ne s'ajustent pas parfaitement. Afin de ne pas être affecté par ces effets de bords par la suite, j'ai pris le parti de traiter chacune de ces sous-cartes indépendamment et de tenir compte des variations qui pourraient apparaître dans les barres d'erreurs.

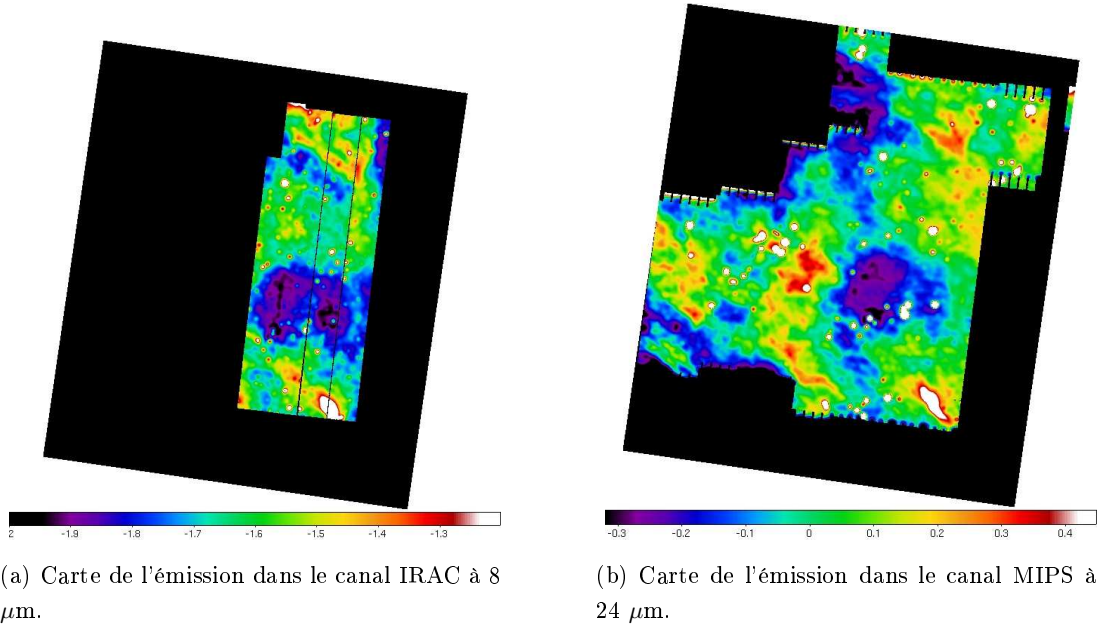


FIG. 3.1 – Comparaison de l'émission infrarouge dans le Nuage Moléculaire du Taureau à 8 et 24 μm à la résolution IRIS 100 μm (4.3').

source d'émission à 24 μm , et des BGs, importants contributeurs à l'émission à 60 μm pourrait être à l'origine de ce phénomène.

3.1.3 Cartes IRIS à 60 μm et IRIS à 100 μm

Les cartes IRIS à 60 μm et IRIS à 100 μm sont très bien corrélées (voir figure 3.4). La couleur IRIS60/IRIS100 que je déduis du graphe de corrélation pixel à pixel est de 0.162. En comparaison, la couleur IRIS60/IRIS100 du spectre de référence galactique est de 0.285. Cet écart peut a priori se justifier de deux manières : soit les grains de grande taille sont plus chauds sur la ligne de visée de référence que dans le TMC, soit l'abondance relative des VSGs par rapport aux BGs est plus faible dans le nuage moléculaire. Je tâcherai de lever cette dégénérescence par la suite.

3.1.4 Cartes IRIS à 100 μm et MIPS à 160 μm

Les cartes à 100 et 160 μm sont très fortement corrélées (voir Fig. 3.5). L'ensemble des structures qui émettent fortement à 160 μm émettent également fortement à 100 μm et vice-versa. La couleur IRIS100/MIPS160 que je mesure est de 0.25. Les deux canaux tracent principalement l'émission des BGs, ce qui explique la très bonne corrélation entre les deux cartes. Cependant, tout comme cela était visible sur le graphe de corrélation pixel à pixel entre les cartes IRIS 60 et IRIS 100 μm , il existe une légère dispersion qui s'explique par des variations aux petites échelles spatiales des propriétés des grains.

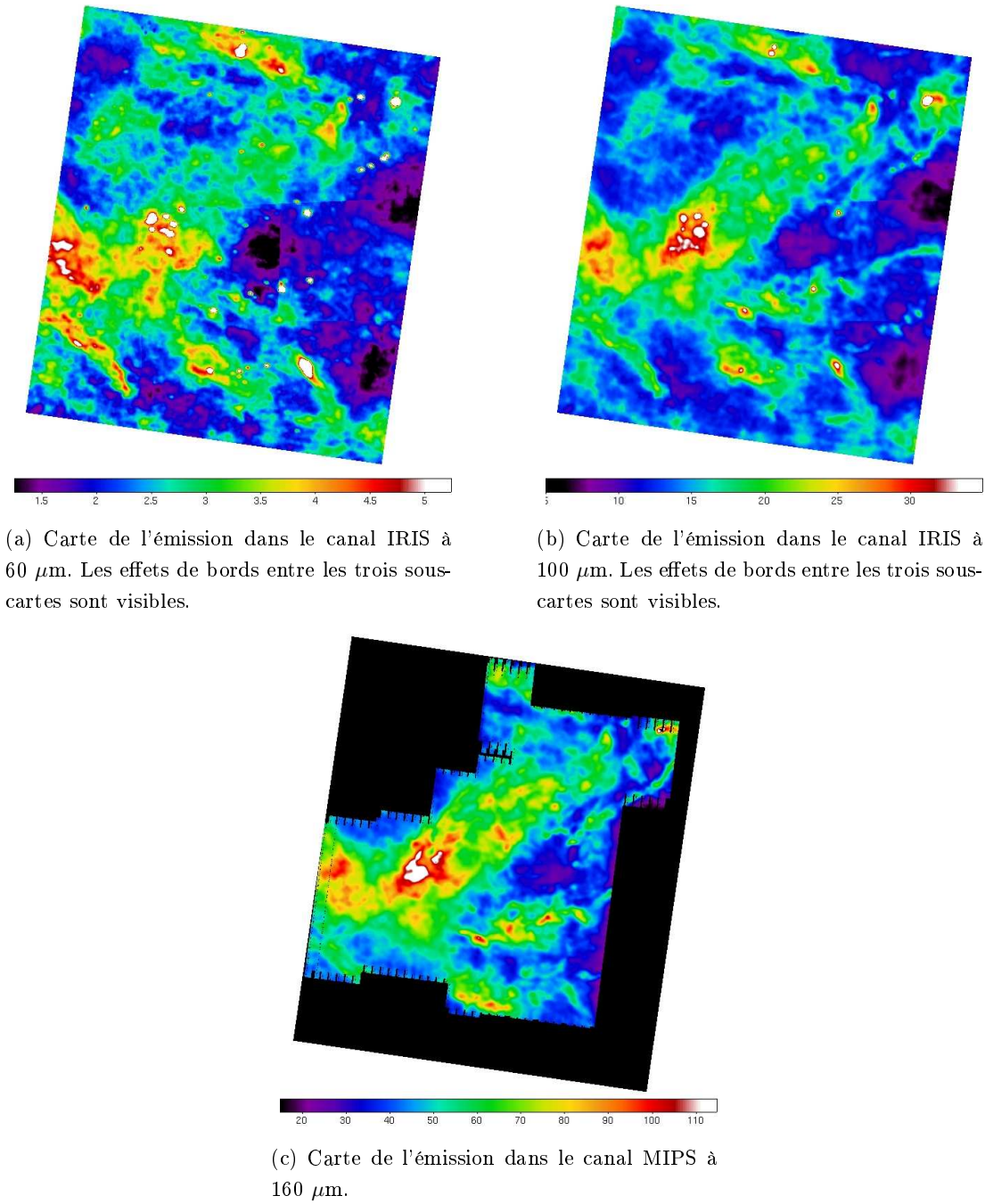


FIG. 3.2 – Comparaison de l'émission infrarouge dans le Nuage Moléculaire du Taureau à 60, 100 et $160 \mu\text{m}$ à la résolution IRIS $100 \mu\text{m}$ ($4.3''$).

3.1.5 Commentaires sur la comparaison des cartes d'émission infrarouge

La comparaison des différentes cartes de l'émission infrarouge au sein du Nuage Moléculaire du Taureau permet d'ores et déjà de tirer quelques conclusions. Au-delà de $60 \mu\text{m}$, les cartes sont particulièrement bien corrélées ce qui suggère que la composante des BGs domine l'émission à

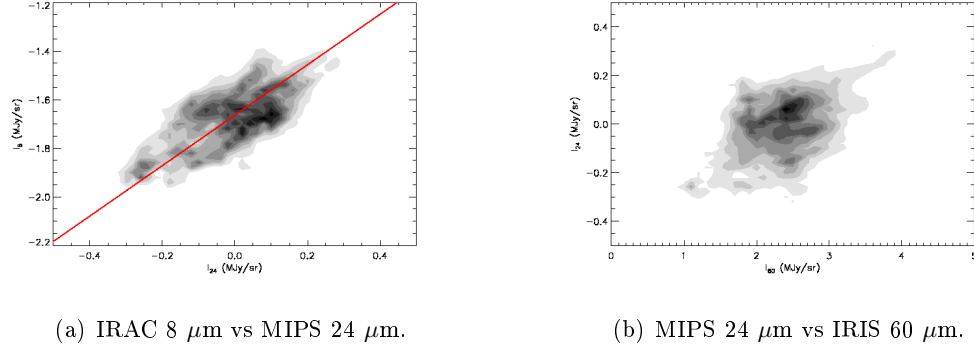


FIG. 3.3 – Graphes de corrélation pixel à pixel entre les cartes de l'émission infrarouge à la résolution IRIS 100 μm (4.3').

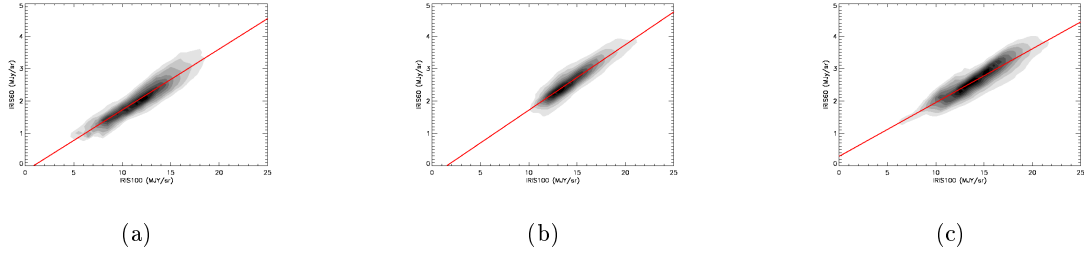


FIG. 3.4 – Graphes de corrélation pixel à pixel entre l'émission dans le canal IRIS à 60 μm et celle dans le canal IRIS à 100 μm .

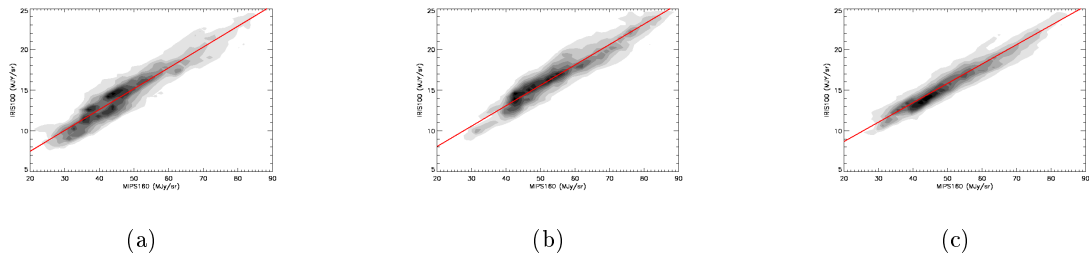


FIG. 3.5 – Graphes de corrélation pixel à pixel entre l'émission dans le canal IRIS à 100 μm et celle dans le canal MIPS à 160 μm .

ces longueurs d'onde. Cependant, un examen plus détaillé révèle de légères variations que je vais tâcher d'interpréter par la suite. En-deçà de 60 μm , il semble que les VSGs et les PAHs soient particulièrement décorrélés des BGs. De plus, même s'il est possible de mesurer une couleur moyenne IRAC8/MIPS24, il apparaît clairement qu'une dispersion importante existe dans la répartition spatiale de l'émission à ces deux longueurs d'onde.

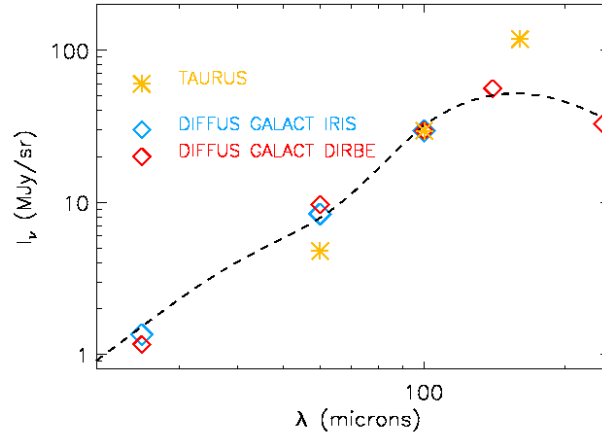


FIG. 3.6 – Comparaison entre la SED du milieu diffus galactique et celle de l'émission étendue du TMC. Le point de normalisation est à $100 \mu\text{m}$.

3.1.6 Distribution spectrale d'énergie de l'émission étendue

À l'aide des comparaisons effectuées entre les différentes cartes d'émission infrarouge, il m'est possible de dresser la distribution spectrale d'énergie (SED) de l'émission étendue dans le TMC. Comme la corrélation 24/60 est très mauvaise et que je n'en ai pas déduit de couleur, je vais comparer les autres couleurs d'émission à celles mesurées sur mon spectre de référence du milieu diffus galactique. Pour ce faire, j'ai repris la SED du milieu diffus galactique déterminée section 4.5 page 85 et j'ai ajouté les points de mesures du TMC, en normalisant à $100 \mu\text{m}$ (voir figure 3.6).

Il apparaît immédiatement une différence importante au niveau de l'émission infrarouge lointain. Comme je l'ai déjà mentionné plus haut, le fait que les rapports 160/100 et 100/60 soient plus élevés dans le TMC que pour l'émission diffuse peut s'expliquer de deux manières : soit les grains sont moins chauds dans le nuage moléculaire, soit l'abondance des VSGs relativement à celle des BGs est plus faible, soit une combinaison des deux effets. Dans les deux cas, on ne peut pas considérer que l'émission étendue du TMC est comparable à celle du milieu diffus. Les poussières présentent donc des propriétés différentes, qu'il convient de relier aux conditions physiques qui règnent dans le nuage et à sa structuration.

3.2 Température de la poussière

Je viens de montrer que l'émission de la poussière à $100 \mu\text{m}$ et à $160 \mu\text{m}$ est quasiment identique, même si des variations locales existent. Je suppose que les BGs sont les seuls grains à émettre à 100 et $160 \mu\text{m}$. Cette hypothèse n'est pas très forte d'après la SED déterminée à la section précédente. Je décide d'estimer les variations de température des BGs qui permettent de justifier les variations dans le rapport IRIS100/MIPS160. Je suppose que leur émissivité est

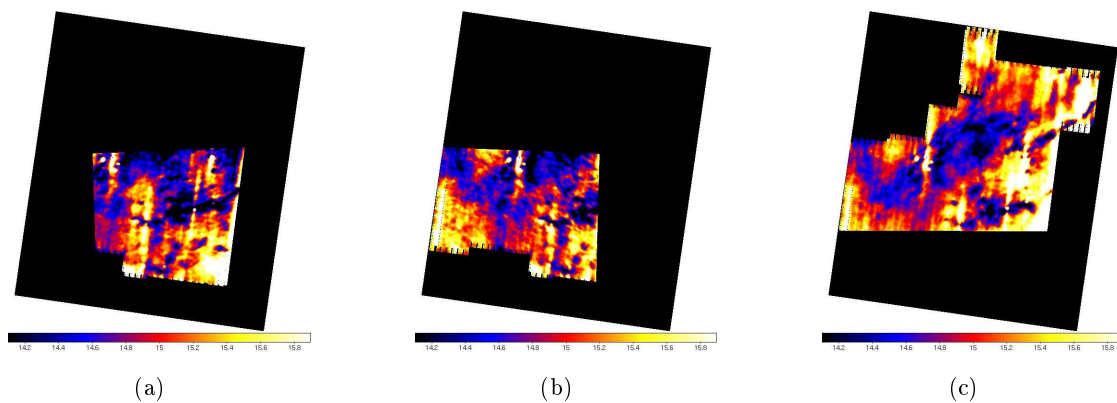


FIG. 3.7 – Cartes de la température des BGs déduite du rapport 100/160, à la résolution IRIS $100 \mu\text{m}$ ($4.3''$).

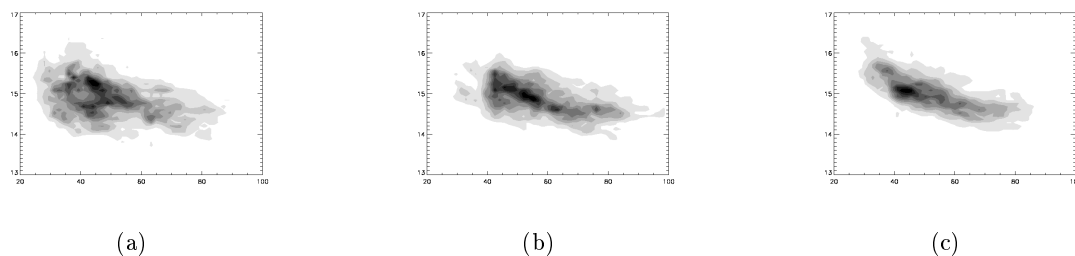
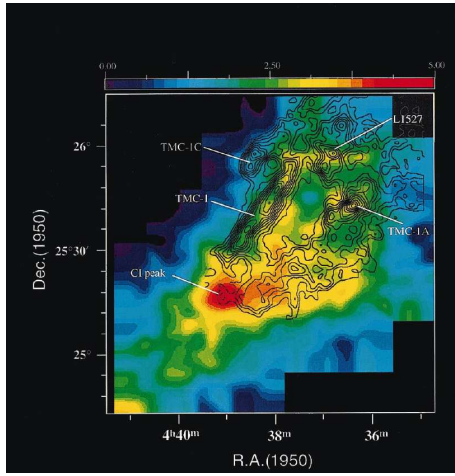


FIG. 3.8 – Graphe de corrélation pixel à pixel entre l'émission dans le canal MIPS à $160 \mu\text{m}$ et la température de la poussière déduite du rapport 100/160.

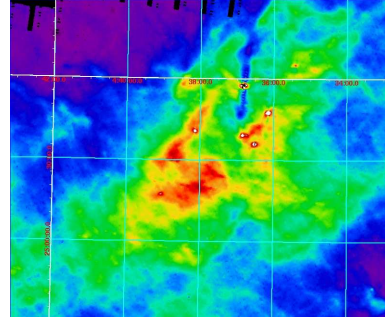
en ν^2 . J'obtiens alors directement une carte de la température de la poussière, présentée par la figure 3.7.

La température des BGs est majoritairement comprise entre 14 et 16 K. Ces températures sont parfaitement compatibles avec celles que l'on attend dans ce type de région du milieu interstellaire. La carte de température montre que les régions froides et les régions chaudes ne sont pas réparties au hasard. Des structures froides semblent immergées dans un milieu plus chaud. Si l'on compare cette carte de la température des BGs à celle de leur émission à $160 \mu\text{m}$, il apparaît de manière assez évidente qu'elles sont fortement corrélées. Plus l'émission des BGs est importante à $160 \mu\text{m}$, plus leur température est faible. Cela se manifeste encore plus clairement sur le graphe de corrélation pixel à pixel de la figure 3.9. Les régions les moins intenses à $160 \mu\text{m}$ correspondent à une température des BGs légèrement inférieure à 16 K tandis que les régions les plus intenses correspondent à des températures légèrement supérieures à 14 K.

Stepnik et al. (2003) ont décomposé l'émission infrarouge d'un filament ($A_V \sim 4$) du TMC à l'aide de données IRAS (60 et $100 \mu\text{m}$) et PRONAOS (200, 260, 360 et $580 \mu\text{m}$). Ils ont déduit des mesures entre 100 et $580 \mu\text{m}$ une température à grande échelle de 16.8 K et une température d'enveloppe de 14.8 K, ce qui correspond aux mesures présentées ici. Cependant, ils détectent également un déficit de l'émission à $60 \mu\text{m}$ par rapport à celle à $100 \mu\text{m}$ au niveau



(a) Carte de l'intensité intégrée en C I et contours de l'intensité intégrée en $C^{18}O$. D'après Maezawa et al. (1999)



(b) Émission des poussières à $160 \mu m$ projetée sur la même grille que l'émission du gaz.

FIG. 3.9 – Comparaison entre l'émission du gaz et celle des poussières à $160 \mu m$.

du filament, qu'ils justifient par l'absence de VSGs et par une composante BG plus froide dont la température au sein même du filament est de 12 K. Cette température est bien inférieure aux plus faibles températures déduites des observations IRIS $100 \mu m$ et MIPS $160 \mu m$. Sur les données que je présente, je ne cherche pas à faire apparaître plusieurs composantes en température. Cette composante froide pourrait donc être moyennée avec les couches plus chaudes. Il paraît a priori impossible de confirmer ou d'infirmer les résultats de Stepnik et al. (2003) à l'aide de ces mesures.

Il est tout de même possible de constater que l'émission à $160 \mu m$ permet de sonder les structures les plus froides du nuage moléculaire, c'est-à-dire son squelette. Nous allons voir par la suite que ce constat est confirmé par d'autres observations. Notons que quelques sources enfouies dans le nuage principal sont également visibles sur la carte de température alors qu'elles n'apparaissent pas aussi nettement sur les observations MIPS à $160 \mu m$.

3.3 Cartes du gaz

Sunada & Kitamura (1999) ont réalisé des observations d'une région du TMC (le nuage de Heiles 2) à l'aide de l'émission de la raie $C^{18}O$ ($J = 1-0$). Ces observations, visibles sur la figure 3.9(a), révèlent plusieurs filaments ainsi que des surdensités très localisées, au nombre de cinq. Ces surdensités correspondent aux sources enfouies que l'on distingue sur la carte de température de la poussière. De même, les filaments semblent correspondre aux structures les plus froides visibles sur la figure 3.7. Le filament nommé TMC 1 sur la figure 3.9(a) apparaît par exemple très clairement sur la carte de température des BGs.

Maezawa et al. (1999) ont complété cette carte par des observations de la même région en C I (3P1-3P0, 492 GHz). L'extension globale de cette émission est similaire à celle détectée en

C¹⁸O. Cependant, les régions les plus denses, tracées par l'émission moléculaire, n'émettent que faiblement en C I. Au contraire, l'émission atomique augmente dans la partie sud du nuage de Heiles 2, de manière similaire à l'émission infrarouge à 160 μm . Ces régions, où l'émission en C I est la plus forte, correspondent aux régions les moins évoluées, où la formation de CO n'a pas encore été complétée, par opposition aux coeurs denses, détectés en C¹⁸O.

Le nuage de Heiles 2 correspond ainsi à des états relativement avancés d'évolution. L'émission infrarouge lointaine permet de distinguer à elle seule les différentes étapes de formation des coeurs denses et chauds. D'une part, les régions les plus brillantes à 100 et 160 μm tracent les régions les plus denses, où l'on observe également l'émission de C I. D'autre part, lorsque la densité augmente à tel point que se forme CO, des structures denses et froides deviennent visibles (filaments). Enfin, lorsque la densité augmente encore, ces structures se fragmentent en coeurs denses et chauds, précurseurs de la formation d'étoiles. Ces filaments froids et ces coeurs chauds sont les structures que l'on détecte sur la carte de la figure 3.7.

Comparaison avec la carte d'extinction

Sommaire

4.1	Carte d'extinction	124
4.2	Comparaison émission infrarouge et extinction	125
4.2.1	Canal MIPS à 160 μm	125
4.2.2	Un modèle simple	125
4.2.3	Résultats de la modélisation	126
4.2.4	Vers une modélisation plus réaliste	128

D'après les deux études comparatives précédentes entre émission infrarouge lointaine et température des grains d'une part, entre émission infrarouge lointaine et émission moléculaire d'autre part, il semble que l'intensité mesurée dans le canal MIPS à $160\ \mu\text{m}$ permette de sonder les structures froides et denses du nuage moléculaire. L'émission à $160\ \mu\text{m}$ révèle ainsi le squelette du nuage moléculaire. Je me suis alors penché sur la comparaison de l'émission infrarouge et de l'extinction. Je me suis servi de la carte d'extinction de Padoan et al. (2002) aimablement fournies par Laurent Cambresy (voir Fig. 4.1).

4.1 Carte d'extinction

Ces données ont été obtenues à l'aide des observations 2MASS en bandes J, H et Ks et en appliquant les deux méthodes décrites section 2.1 page 14. Étant donné que l'une des méthodes fait appel à un comptage d'étoiles et que la densité de ces étoiles n'est pas une constante sur le ciel, la résolution d'une telle carte d'extinction est variable. Les régions les plus éteintes ont ainsi une résolution de l'ordre de 8 à $10'$ tandis que les régions les moins éteintes ont une résolution de l'ordre de 3 - $4'$. Si l'on souhaite comparer les cartes de l'émission infrarouge à celle de l'extinction, il faut donc tenir compte de cet effet et produire des cartes de l'émission infrarouge dont la résolution est variable et identique à celle de la carte d'extinction. Notons enfin que le niveau zéro est à décaler d'environ 0.8 magnitude.

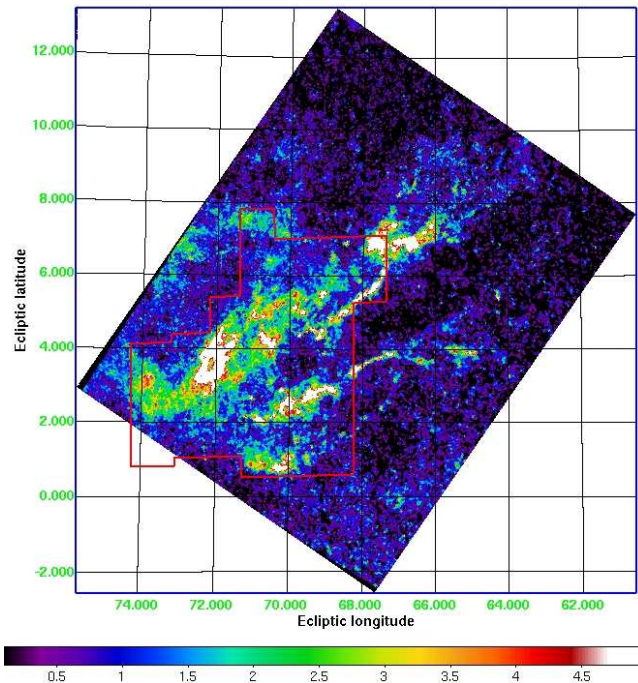


FIG. 4.1 – Carte de l'extinction visuelle, en magnitude, dans le Nuage Moléculaire du Taureau et contour de la carte MIPS à $160\ \mu\text{m}$. D'après Padoan et al. (2002).

4.2 Comparaison émission infrarouge et extinction

4.2.1 Canal MIPS à $160\ \mu\text{m}$

La première comparaison que j'ai effectuée est celle entre l'extinction et l'émission à $160\ \mu\text{m}$, pour confirmer le constat effectué dans ce chapitre : l'émission infrarouge lointain trace les structures denses et froides du nuage moléculaire. Les structures visibles sur la carte de l'extinction présentent de très fortes similitudes avec la carte de l'émission dans l'infrarouge lointain, comme le montre la figure 4.2. Le graphe de corrélation pixel à pixel de la figure 4.3 confirme cela : les deux cartes sont particulièrement bien corrélées. L'émission à $160\ \mu\text{m}$ est donc un très bon traceur des structures denses et froides du nuage moléculaire. Un tel constat confirme les résultats de Langer et al. (1989) et Abergel et al. (1994).

4.2.2 Un modèle simple

Afin d'aller plus loin que ces précédentes études, j'ai cherché à comprendre la corrélation qui existe entre émission infrarouge et extinction. J'ai alors cherché à modéliser de façon simple l'évolution de l'intensité à $160\ \mu\text{m}$ en fonction de l'extinction visuelle. Pour ce faire, je considère un nuage d'épaisseur totale A_V dont la composition en poussière est celle définie par mon spectre de référence du milieu diffus galactique, et cela quelle que soit la profondeur optique. Ce nuage est illuminé des deux côtés (faces avant et arrière) par le champ de rayonnement défini par ce même spectre de référence (voir Fig. 4.4). À l'aide du modèle de Désert mis à jour, je calcule alors le flux émis par chaque tranche du nuage, en tenant compte de l'extinction du champ de rayonnement incident. J'intègre enfin le flux sur l'épaisseur totale du nuage pour obtenir le spectre de la poussière pour une extinction visuelle donnée. La convolution de ce spectre par les

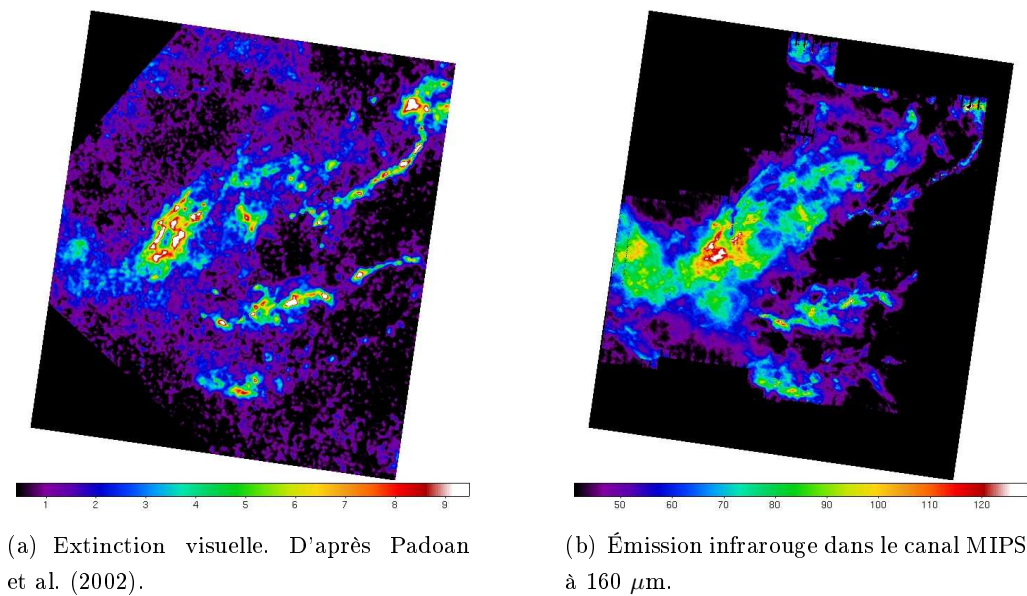


FIG. 4.2 – Comparaison entre l'extinction visuelle et l'émission infrarouge à $160\ \mu\text{m}$.

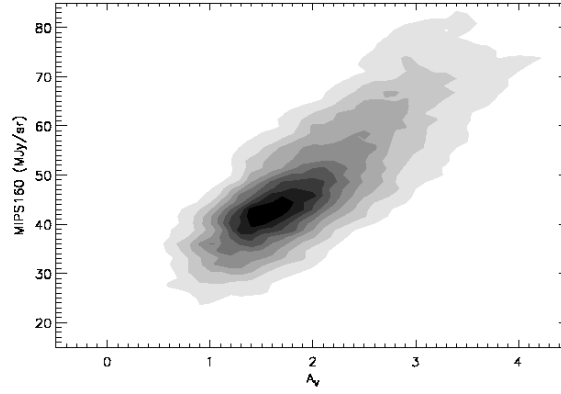


FIG. 4.3 – Graphe de corrélation pixel à pixel entre l’extinction visuelle et l’émission infrarouge à 160 μm .

filtres des instruments me permet de modéliser l’évolution de l’intensité en fonction de A_V aux 5 longueurs d’onde étudiées (IRAC8, MIPS24, IRIS60, IRIS100 et MIPS160).

4.2.3 Résultats de la modélisation

Dans l’infrarouge lointain ($\lambda \geq 60\mu\text{m}$)

Les résultats pour MIPS 160 μm , IRIS 100 et 60 μm sont présentés par la figure 4.5. Pour le canal MIPS à 160 μm , l’accord entre le modèle et les données est très bon. À la dispersion

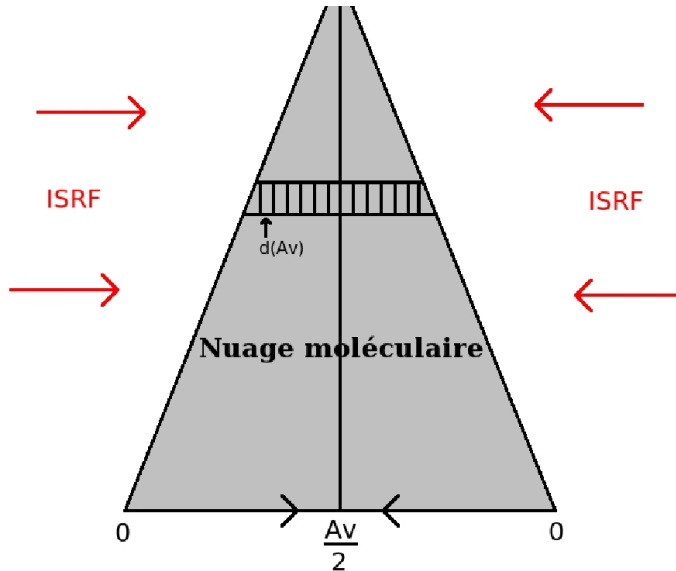


FIG. 4.4 – Modélisation très schématique d’un nuage moléculaire.

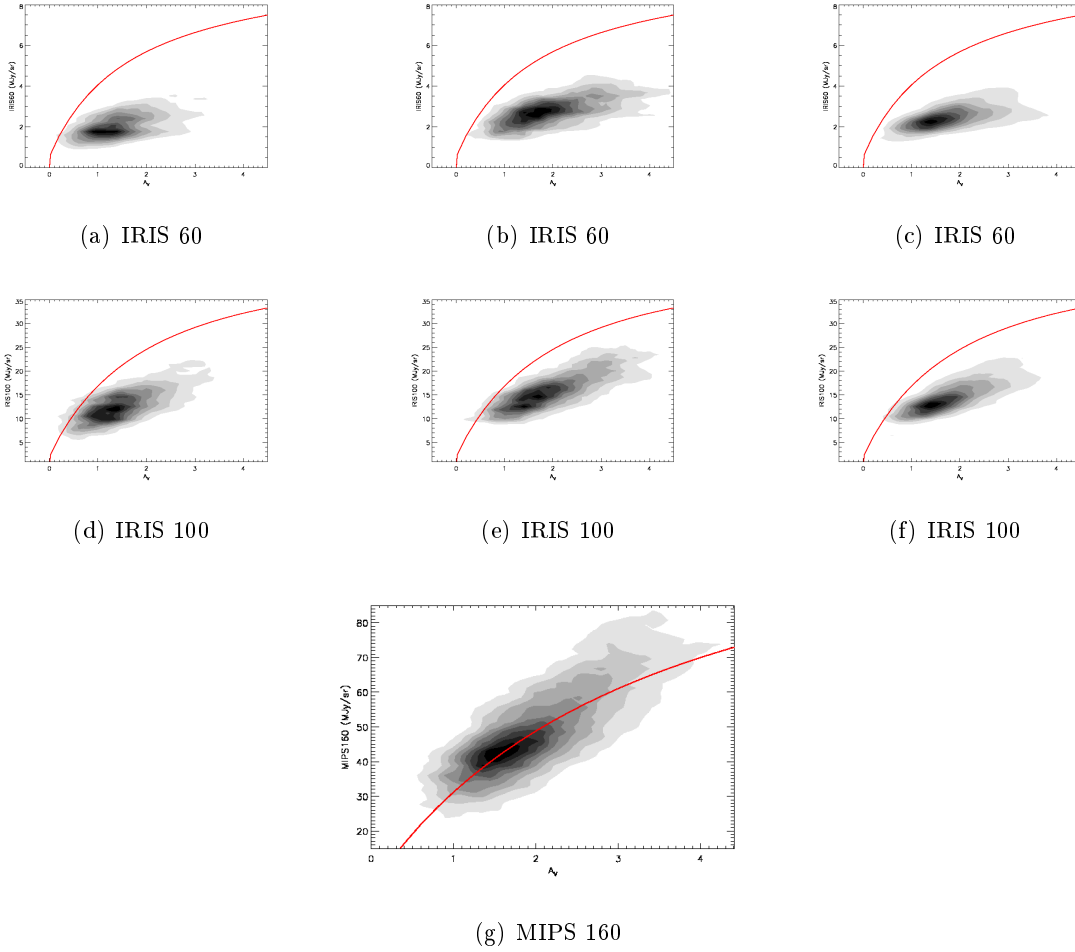


FIG. 4.5 – Graphes de corrélation pixel à pixel entre l'émission infrarouge et l'extinction visuelle au-delà de $60 \mu\text{m}$. La courbe en rouge représente la prédiction du modèle.

près des mesures, le modèle reproduit quasi-parfaitement l'évolution de l'émission à $160 \mu\text{m}$ en fonction de l'extinction visuelle du nuage. Ce point de départ me permet de considérer comme une base solide la simple modélisation décrite ci-dessus. Je vais maintenant étudier l'évolution de l'émission aux autres longueurs d'onde.

Les figures 4.5(d) à 4.5(f) présentent les graphes de corrélation entre les données IRIS à $100 \mu\text{m}$ et l'extinction visuelle ainsi que le résultat du modèle. Contrairement à ce que l'on a observé à $160 \mu\text{m}$, l'accord est ici moins bon. Le modèle surestime l'émission dans le canal IRIS $100 \mu\text{m}$ et cela d'autant plus que l'extinction est importante. À $60 \mu\text{m}$, l'effet est le même, en plus marqué : les données forment un graphe de corrélation assez "plat", tandis que le modèle prédit une croissance assez forte de l'émission à cette longueur d'onde jusqu'à des extinctions visuelles de plus de 3 magnitudes (voir Fig. 4.5(a) à 4.5(c)). Deux interprétations sont possibles pour justifier la faiblesse de l'émission à 60 et $100 \mu\text{m}$. Soit les grains qui émettent à ces longueurs d'onde ne sont pas suffisamment excités par le rayonnement, soit ces grains sont en nombre moins important que prévu. Comme l'effet de l'extinction est intégré dans la modélisation du

nuage, l'interprétation du désaccord entre données et modèle ne peut provenir de l'atténuation du champ de rayonnement. Le déficit de l'émission à 60 et 100 μm s'explique donc par une diminution de l'abondance des grains qui émettent à ces longueurs d'onde lorsque l'extinction augmente. Comme d'une part, l'effet n'est pas présent à 160 μm , et d'autre part, l'effet est plus important à 60 qu'à 100 μm , j'en déduis que ce sont les VSGs dont l'abondance varie avec l'extinction.

J'écarte l'hypothèse selon laquelle l'abondance des VSGs ou des BGs serait affectée de manière globale, sans effet de l'extinction, malgré ce que pouvait suggérer la distribution spectrale d'énergie moyenne du TMC calculée au chapitre précédent. En effet, si je cherche à ajuster de la sorte l'évolution des données à 60 et 100 μm en fonction de l'extinction, je m'aperçois que cela est impossible. Certes, l'accord peut être globalement amélioré aux faibles extinctions visuelles ($A_V \sim 1$) en réduisant l'abondance relative des VSGs par rapport à celle des BGs. Cependant, un simple facteur correctif ne permet pas de rendre compte de la forme de l'évolution des flux à 60 et 100 μm en fonction de l'extinction. En particulier, la courbure que le modèle prévoit pour des extinctions de l'ordre de l'unité n'est pas observée. Il s'agit là, selon moi, d'un argument en faveur d'une évolution des propriétés des grains à mesure que l'on pénètre dans les régions denses du nuage. Cette évolution n'est pas incluse dans le modèle, et la propriété affectée pourrait tout simplement être l'abondance.

Dans l'infrarouge proche et moyen ($\lambda \leq 24\mu\text{m}$)

Même si la calibration photométrique des données à 8 et 24 μm n'est pas réalisée, je me permets de présenter l'évolution des flux mesurés à ces deux longueurs d'onde en fonction de A_V (voir Fig. 4.6). Dans un souci de présentation, j'ai ajouté une constante arbitraire au flux des données IRAC à 8 μm (0.5 MJy/sr) et MIPS à 24 μm (0.6 MJy/sr). Les graphes de corrélation obtenus pour ces deux canaux montrent que l'émission infrarouge ne dépend pas de l'extinction visuelle, à la dispersion importante des mesures près.

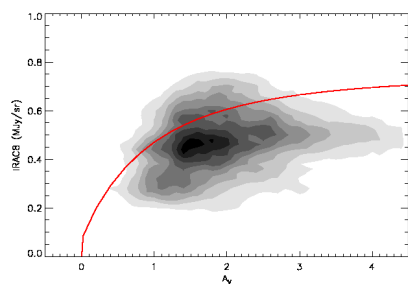
Ce constat va dans le même sens que ce qui a été observé à 60 et 100 μm . Lorsque l'on entre dans les régions les plus éteintes du nuage, au-delà de $A_V \sim 1$, les VSGs mais aussi les PAHs disparaissent. Ces deux composantes n'existent qu'en surface des régions les plus denses, sur une épaisseur d'au plus 1 magnitude visuelle. Cette valeur se déduit des figures 4.6. À la dispersion près de l'émission dans les deux canaux étudiés, l'intensité à 8 et 24 μm est constante au-delà de $A_V \sim 1$.

4.2.4 Vers une modélisation plus réaliste

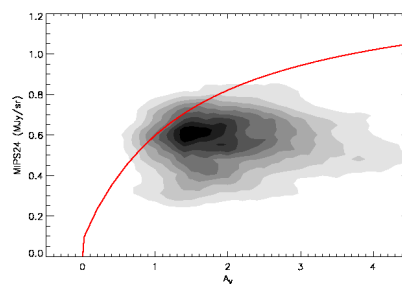
D'après la comparaison effectuée entre les observations et le modèle très simple de nuage que j'ai utilisé, je peux déduire certains résultats. Tout d'abord en ce qui concerne la structuration du nuage et de sa composition en poussières. La représentation d'un nuage dense devrait ainsi être plutôt celle de la figure 4.7 : une couche superficielle où PAHs, VSGs et BGs existent, dans des proportions qui peuvent différer du milieu diffus galactique et un cœur d'où les PAHs et les

VSGs sont absents. La séparation entre la couche superficielle où les trois composantes de grains coexistent et la région plus profonde où seuls les BGs sont présents n'est sans doute pas aussi nette qu'indiquée sur la figure 4.7. La transition se fait de manière progressive, au fur et à mesure que les poussières les plus petites se collent sur les plus grosses, ou qu'elles coagulent les unes avec les autres. De plus, cette séparation ne se situe certainement pas à une profondeur optique constante. En fonction des conditions locales, la disparition des PAHs puis des VSGs peut ainsi se produire à des extinction plus ou moins importantes.

Une représentation plus complète, qui tiendrait également compte des résultats de Stepnik et al. (2003), montrerait une troisième région, plus au coeur du nuage, où ce sont non pas les PAHs et les VSGs dont les propriétés évoluent, mais celles des BGs. Cependant, comme je le mentionnais déjà au moment de présenter les cartes de températures des grains, rien dans mes travaux ne permet de confirmer cette thèse.



(a) IRAC8 (la valeur moyenne des données est forcée à 0.5 MJy/sr à l'aide d'une constante).



(b) MIPS 24 (la valeur moyenne des données est forcée à 0.6 MJy/sr à l'aide d'une constante).

FIG. 4.6 – Graphes de corrélation pixel à pixel entre l'émission infrarouge et l'extinction visuelle en-deçà de 24 μm . La courbe en rouge représente la prédiction du modèle.

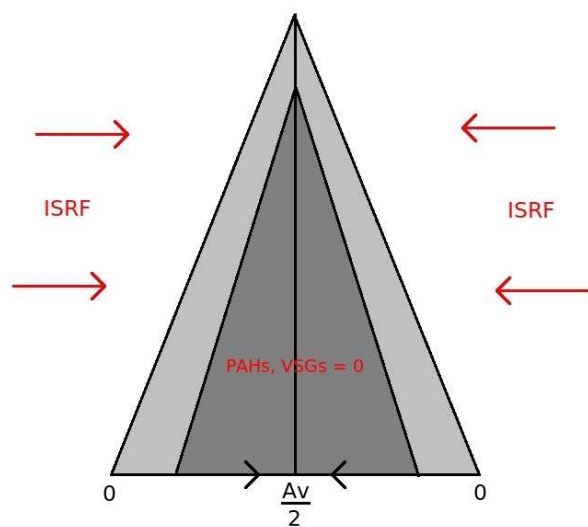


FIG. 4.7 – Modélisation schématique d'un nuage moléculaire avec existence des PAHs et VSGs uniquement dans une couche superficielle.

5

Conclusions

En combinant des observations infrarouges de 8 à 160 μm , j'ai débuté une étude du Nuage Moléculaire du Taureau (TMC), l'un des plus proches nuages moléculaires. Mon objectif était de caractériser l'émission étendue des poussières, de contraindre leurs propriétés et de les relier à la structuration du nuage. La part la plus importante de ce travail a cependant consisté à réduire les données. Je détaille ci-après les principales étapes de mes travaux.

Les données Spitzer sont celles du programme d'observations TAUPROP. Elles couvrent près de 30 degrés carrés du TMC. Initialement, mon ambition était d'utiliser la totalité des informations fournies par ces cartes mais des soucis liés à la calibration et à la taille des observations m'ont invité à plus de réalisme.

La carte MIPS à 160 μm a été obtenue grâce à un algorithme d'inversion développé par Thomas Rodet. Afin de valider la photométrie de cette carte, j'ai estimé le signal prédit par les observations DIRBE et en ai déduit le facteur de conversion des unités instrumentales en unités astrophysiques qu'il fallait appliquer. À quelques pourcents près, j'obtiens le facteur officiel du Centre Spatial Spitzer.

Les cartes MIPS à 24 μm et IRAC à 8 μm ont comme principal défaut d'être fortement contaminées par l'émission zodiacale. Les modèles utilisés pour soustraire cette composante étant mal contraints et comme une bande d'émission zodiacale apparaissait clairement sur les données, j'ai dû corriger ces deux cartes afin de ne plus avoir que l'émission étendue du nuage. Je perdais cependant tout moyen de calibrer la photométrie absolue de ces observations dans la manoeuvre. D'autres défauts inhérents à la stratégie d'observation m'ont obligé à me limiter sur l'étendue spatiale étudiée.

La comparaison des cartes d'émission infrarouge Spitzer et IRIS révèle une évolution certaine des courtes vers les grandes longueurs d'onde. La structure du TMC à 8 μm , qui correspond à l'émission des PAHs, ressemble à celle que l'on observe à 24 μm , qui correspond aux VSGs, mais n'a strictement rien en commun avec celle à 160 μm , qui correspond aux BGs.

L'émission infrarouge lointaine, au-delà de 60 μm , présente des couleurs qui se différencient

de manière significative par rapport aux couleurs de l'émission diffuse galactique. Un tel constat ne permet cependant pas de lever la dégénérescence entre variations des conditions d'excitations des grains les plus gros ou variations des abondances relatives de ces mêmes grains.

Des variations locales des couleurs infrarouges m'ont permis de dresser une carte de températures des BGs. Les régions les plus froides du nuage (14 K) correspondent aux régions les plus intenses à $160\ \mu\text{m}$. Ces régions correspondent également aux régions d'émission en CO. Enfin, les zones de forte émission à $160\ \mu\text{m}$ sont très bien corrélées avec les régions les plus fortement éteintes. Cela confirme donc que la structure interne du nuage, son squelette, ses régions denses, sont particulièrement bien signalés par l'émission infrarouge lointaine.

Une modélisation simple du nuage m'a permis de rendre compte de l'évolution de l'intensité à $160\ \mu\text{m}$ en fonction de l'extinction visuelle. Cependant, aux plus courtes longueurs d'onde, un désaccord significatif suggère la disparition des PAHs et des VSGs en dehors d'une couche superficielle, lorsque l'on pénètre dans les régions les plus profondes du nuage. La présence de BGs aux propriétés distinctes de ceux présents dans le milieu diffus ne peut pas être confirmée.

L'analyse des données du TMC est un travail en cours. Les observations ont été réduites et quelques résultats globaux ont été obtenus. Il est évident que l'étude est à poursuivre dans deux directions. D'une part, il faut caractériser l'émission étendue sur l'ensemble du TMC. En particulier, il apparaît nécessaire de rendre plus réaliste la modélisation du nuage. Mon souhait est de pouvoir quantifier la profondeur à laquelle PAHs et VSGs disparaissent, puis confirmer ou non la présence d'une composante BGs froids. D'autre part, il convient d'estimer les variations locales, aux petites échelles spatiales, des couleurs de l'émission infrarouge, que ce soit dans l'infrarouge proche ou lointain. Mon objectif serait de relier ces variations aux changements de propriétés des grains puis aux conditions physiques qui règnent dans le nuage.

Quatrième partie

Une supernova dans la nébuleuse de l'Aigle

1

La nébuleuse de l'Aigle

(June 3, 1764) 'A cluster of small stars, enmeshed in a faint glow, near the tail of Serpens, at little distance to the parallel of Zeta of this constellation ; with an inferior telescope this cluster appears like a nebula.' (diam. 8') M.Messier

Sommaire

1.1	Présentation générale	136
1.2	L'amas NGC6611	137
1.3	Les Piliers de la Création	137

Ascension droite (J2000.0)	18 : 18 : 48
Déclinaison (J2000.0)	−13 : 49
Distance	2.0±0.1 kpc (Hillenbrand et al. 1993) 2.14±0.10 kpc (Belikov et al. 1999) 1.7 kpc (Kharchenko et al. 2005b,a) 1.8±0.5 kpc (Bonatto et al. 2006)
Taille de l'amas (coeur)	~ 1.3 arcmin (0.7 pc)
Taille de l'amas (limite)	~ 12 arcmin (7 pc)
Taille moyenne de la nébuleuse	~ 30 arcmin (17 pc)
Taille caractéristique des piliers	~ 2 arcmin (1.2 pc)
Magnitude visuelle apparente	~ 6.0
Magnitude visuelle absolue	~ -8.2
Dénominations	M16, NGC6611, IC4703, Sh 2-49, RCW 165, Gum 83, W37 Nébuleuse de l'Aigle, Nébuleuse Star Queen

TAB. 1.1 – Caractéristiques principales de la Nébuleuse de l'Aigle.

Au cours de ma troisième année de thèse, j'ai postulé pour une bourse au Centre Spatial Spitzer. J'y ai été admis pour travailler avec Alberto Noriega-Crespo et Sean Carey au sein de l'équipe MIPS GAL. Mon travail devait se découper en deux phases : étudier l'émission des poussières dans la Nébuleuse de l'Aigle en utilisant les compétences et techniques que j'avais développées précédemment, puis étendre mon étude à l'ensemble du relevé du plan Galactique d'un point de vue systématique et statistique. Comme souvent en recherche, ce que l'on prévoit de faire et ce que l'on fait en réalité sont deux choses différentes.

1.1 Présentation générale

La Nébuleuse de l'Aigle est une région de formation d'étoiles massives située à environ 2 kiloparsecs (7000 années-lumières) de la Terre en direction de la constellation du Serpent à l'intérieur du bras Galactique du Sagittaire (ou Sagittaire-Carina). L'amas ouvert d'étoiles NGC6611, découvert en 1745-6 par Philippe Loys de Chéseaux, illumine un grand nuage de gaz et poussières interstellaires qui s'étend sur plus de 50 années lumières. La nébuleuse qui en résulte n'a été découverte qu'en 1764 par Charles Messier et est la seizième de son catalogue. Elle doit son nom de Nébuleuse de l'Aigle à sa forme en lumière visible (Fig. 1.1).

En 1995, le Télescope Spatial Hubble a observé l'interaction du rayonnement stellaire avec le nuage moléculaire environnant et a révélé comme jamais auparavant des structures de gaz et de poussières en forme de pilier : les Piliers de la Création (Fig. 1.2). Cette image reste l'une des plus célèbres icônes du ciel. Elle est également à l'origine de mon désir de travailler dans la recherche en astrophysique.



FIG. 1.1 – Observation de la Nébuleuse de l'Aigle (Don et Elizabeth van Akker, Victoria Centre, National Royal Astronomical Society of Canada) avec les contours de la forme stylisée d'un aigle. Les Piliers de la Création et l'amas NGC6611 sont clairement visibles.

1.2 L'amas NGC6611

L'amas ouvert d'étoiles NGC6611 qui illumine et ionise le nuage moléculaire W37 fait partie de l'association OB1 du Serpent. Cet amas a été l'objet de nombreuses observations car il présente la particularité d'être très jeune. Son étude est donc d'importance pour la compréhension de la formation et l'évolution stellaire. D'après Hillenbrand et al. (1993), l'âge moyen des étoiles de plus de $9 M_{\odot}$ est de 2 millions d'années mais la dispersion pourrait être de l'ordre du million d'années. Une étoile très massive ($\sim 30 M_{\odot}$) se serait formée il y a au moins 6 millions d'années tandis que des centaines d'étoiles de plus faibles masses (3 à $8 M_{\odot}$) auraient un âge inférieur à 1 million d'années. La fonction de masse initiale globale de l'amas serait similaire à celle de Salpeter ($dN/dM \propto M^{-2.35}$).

À la lecture de ces résultats, on peut supposer que la formation de l'amas NGC6611 s'est déroulée en plusieurs étapes ou de manière continue, au cours des 6 derniers millions d'années au moins. Les premières étoiles à s'être formées ont creusé le nuage moléculaire dans lequel elles sont nées et produit une cavité via leurs vents et leur champ de rayonnement. La matière éjectée par les étoiles a formé un front dense au moment de sa rencontre avec le milieu interstellaire froid ambiant, entraînant la formation de structures en forme de piliers dans lesquels s'est déclenchée la formation d'une nouvelle génération d'étoiles.

1.3 Les Piliers de la Création

Les structures les plus célèbres de la Nébuleuse de l'Aigle sont les Piliers de la Création, parfois également appelés "trompes d'éléphants" (voir Fig. 1.2 et 1.3). D'après Hester et al. (1996), ces colonnes de gaz et de poussières, dont la taille est de l'ordre du parsec, résultent

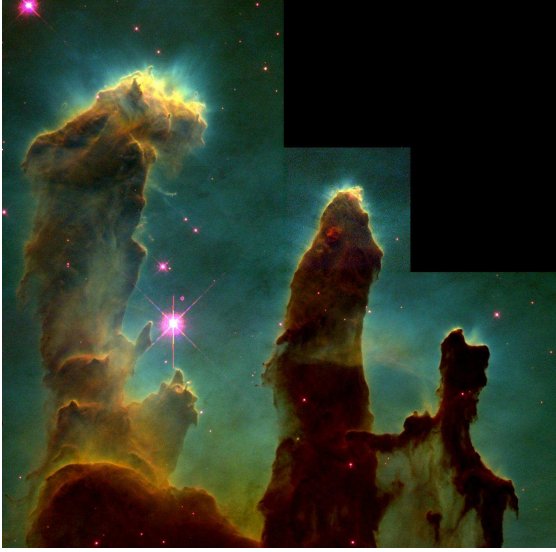


FIG. 1.2 – Les Piliers de la Création vus par la caméra WFPC-2 du Télescope Spatial Hubble en avril 1995. Cette image est la combinaison de trois filtres sur les raies de [S II] (rouge), H_{α} (vert) et [O III] (bleu).



IR-View of "Pillars of Creation" at Centre of Eagle Nebula
(VLT ANTU + ISAAC)

ESO PR Photo 37b/01 (20 December 2001)

© European Southern Observatory



FIG. 1.3 – Les Piliers de la Création vus par le VLT dans l'infrarouge proche en bandes Js ($1.24 \mu\text{m}$, bleu), H ($1.65 \mu\text{m}$, vert) et Ks ($2.16 \mu\text{m}$, rouge).

de l'interaction entre le rayonnement de l'amas NGC6611 et le nuage moléculaire environnant. Les observations du Télescope Spatial Hubble s'interprètent par la photoionisation d'un courant de matière photoévaporée. Cette photoévaporation se distingue en particulier très nettement au sommet de chacun des piliers et trace la présence de matière s'échappant du gaz moléculaire vers le gaz ionisé sous l'effet d'un important gradient de pression.

De nombreuses structures à plus petite échelle sont également visibles à la surface des piliers : des EGGs (pour *Evaporating Gaseous Globules*). Ces mini-piliers dans les piliers, dont le rayon varie de moins de 150 UA à 1000 UA, trahissent la présence d'inhomogénéités à l'intérieur du nuage moléculaire d'origine. Les régions les plus denses s'évaporent moins rapidement que leur voisinage plus ténu et sont donc dévoilées peu à peu. Le même raisonnement s'applique à l'échelle des Piliers de la Création, dont la densité est plus élevée que le milieu ambiant qui a été chassé très rapidement. Ces EGGs ne semblent cependant pas avoir une très grande durée de vie puisqu'aucun n'est détaché de la surface des piliers principaux.

La présence à proximité d'étoiles massives et brillantes de l'amas NGC6611 pourrait avoir comme seule conséquence la destruction du nuage moléculaire et la cessation pure et simple de toute formation stellaire ou, dans une moindre mesure, l'évaporation de toute matière circum-

stellaire et l'impossibilité de former des systèmes planétaires. Cependant, ces étoiles massives peuvent aussi amorcer la formation d'une nouvelle génération d'étoiles par l'effondrement de nuages denses. C'est ce que l'on a pu observer dans la Nébuleuse de l'Aigle.

En comparant la position de certains EGGs avec celle de jeunes objets stellaires (YSOs, pour *Young Stellar Objects*), Hester et al. (1996) ont suggéré que les piliers étaient de véritables pouponnières d'étoiles en pleine activité. Grâce au VLT et à l'instrument ISAAC, McCaughrean & Andersen (2002) ont pu percer les Piliers de la Création et révéler ces étoiles naissantes (voir Fig. 1.3). Les sommets des deux plus importants piliers abritent des YSOs de plusieurs masses solaires. Environ 15% des EGGs contiennent des YSOs ou des naines brunes : ils peuvent donc être considérés comme de véritables oeufs prêts à éclore. Le processus détaillé de formation reste cependant inconnu : l'étoile se forme-t-elle avant ou après l'EGG ?

Ces quelques dizaines d'étoiles qui sont en train de se former ne doivent cependant pas faire oublier les milliers d'étoiles de l'amas, nées au cours des précédents millions d'années et parmi lesquelles se trouvent des étoiles très massives (jusqu'à $80 M_{\odot}$).

2

Observations

Sommaire

2.1	Données infrarouges	142
2.1.1	En dessous de $\sim 10 \mu\text{m}$	142
2.1.2	Entre $\sim 10 \mu\text{m}$ et $\sim 30 \mu\text{m}$	142
2.1.3	Au-delà de $30 \mu\text{m}$	144
2.1.4	Notes sur les données MIPS à 24 microns	146
2.2	La Nébuleuse de l'Aigle en infrarouge	149

2.1 Données infrarouges

Les données infrarouges les plus récentes et sur lesquelles j'ai travaillé sont celles obtenues par le Télescope Spatial Spitzer. Ce dernier a observé la Nébuleuse de l'Aigle avec les instruments IRAC et MIPS dans le cadre des relevés du plan Galactique GLIMPSE et MIPS GAL. Un programme plus spécifique, dont le principal investigateur est Jeff Hester, a également observé M16 à 24 microns. Ces observations ont été réalisées en octobre 2004 avec l'instrument IRAC et en septembre 2005 pour l'instrument MIPS. J'ai également utilisé les données infrarouges en bandes larges obtenues par les satellites MSX et ISO, ainsi que les données spectroscopiques de ce dernier. Toutes les images en bande large sont groupées section 2.2 page 149.

2.1.1 En dessous de $\sim 10 \mu\text{m}$

Aux courtes longueurs d'onde infrarouges ($\lesssim 10\mu\text{m}$), les structures visibles sont celles des piliers et plus globalement de la PDR dans son ensemble. Les structures visibles dans les quatre canaux IRAC sont presque parfaitement identiques comme on peut le constater sur l'image en fausses couleurs sur la droite de la figure 2.22. On peut faire les mêmes constatations sur les observations ISO à 6.7 et 7.7 μm et MSX à 8 μm . En dehors des étoiles qui apparaissent en bleu, les structures de la nébuleuse sont toutes de la même teinte rosée et les variations de couleur sont difficilement discernables.

Je dispose par ailleurs de données spectroscopiques centrées sur la partie supérieure des Piliers de la Création, observée par ISOCAM/CVF (voir Fig. 2.1) et correspondant au champ observé par Hubble. Ces observations couvrent l'intervalle entre 5 et 17 μm . Les bandes PAHs ainsi que de nombreuses raies du gaz sont observables. La figure 2.1 montre les piliers à trois longueurs d'onde particulière : au pic de la bande PAH à 7.7 μm , au pic de la bande PAH confondue avec la raie du Ne II à 12.7 μm et dans le continuum à 14.5 μm . Les piliers apparaissent très nettement à 7.7 μm et l'on distingue pratiquement la plus faible des trois structures de gaz et poussières. Dans la suite, je décide d'appeler "tête" le sommet du pilier principal et "épaule" la PDR brillante qui relie le pilier principal aux deux autres (voir Fig.2.1). La figure 2.2 montre les spectres relevés à trois endroits particuliers : la tête, l'épaule et le blob de Pilbratt (Pilbratt et al. 1998). Les deux premiers présentent une émission caractéristique de PDRs avec des bandes PAHs fortes. Le cas du blob est très différent : une fois soustrait une position "OFF" voisine, le spectre ne présente qu'un continuum fortement croissant et presque aucune trace de bandes PAHs ou de raies du gaz.

2.1.2 Entre $\sim 10 \mu\text{m}$ et $\sim 30 \mu\text{m}$

Aux longueurs d'onde infrarouges moyennes ($10\mu\text{m} \lesssim \lambda \lesssim 30\mu\text{m}$), la structure de la nébuleuse change considérablement, comme le suggèrent déjà les données ISOCAM/CVF (voir Fig. 2.1(c)). Les piliers et l'ensemble de la PDR disparaissent peu à peu et ne dominent plus l'émission. C'est l'intérieur de la nébuleuse qui devient la région la plus brillante, avec des structures localisées telles que le "blob de Pilbratt" à l'Est des Piliers de la Création ou un filament orienté Nord-Sud

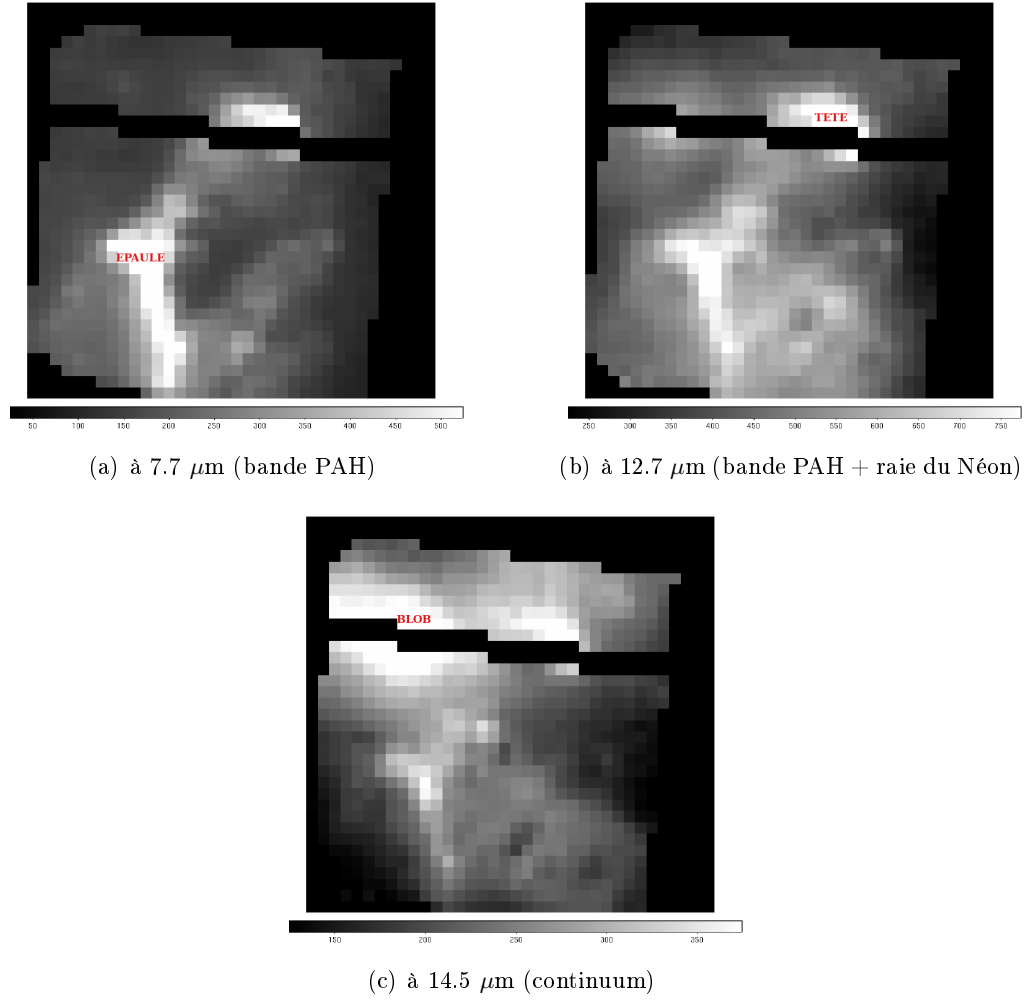


FIG. 2.1 – Données ISOCAM/CVF centrées sur les Piliers de la Création. Les trois images représentent le flux mesuré par ISO à trois longueurs d'onde caractéristiques. Les structures nommées "tête", "épaule" et "blob" sont indiquées.

sur le bord Ouest de M16. Cette évolution est assez rapide : sur les données MSX à $12 \mu\text{m}$, les régions les plus intenses des Piliers de la Création sont environ 50% plus brillantes que le blob de Pilbratt, tandis qu'à 14 et $15 \mu\text{m}$, sur les données ISO et MSX, le blob devient au moins aussi intense que le sommet du pilier principal. Les PDRs plus éloignées se distinguent à peine. Au-delà de $20 \mu\text{m}$ (MSX $21 \mu\text{m}$ et MIPS $24 \mu\text{m}$), l'émission des Piliers de la Création et les PDRs est dominée par celle au centre de la nébuleuse, le filament à l'Ouest et le blob.

Sur les données les plus sensibles (ISO LW $15 \mu\text{m}$ et MIPS $24 \mu\text{m}$), on distingue deux structures arrondies. La première est quasi-circulaire, à grande échelle, avec un diamètre apparent de $\sim 10'$. Elle possède un bord très net au niveau des Piliers de la Création et l'autre côté, plus diffus et filamentaire, est à l'opposé, au Nord-Ouest de la Nébuleuse (voir Fig. 2.3). La seconde bulle, plus petite, est légèrement elliptique et ses dimensions apparentes sont de $8'$ par $6'$. Elle semble centrée sur les Piliers de la Création et peut être distinguée sur plus de la moitié

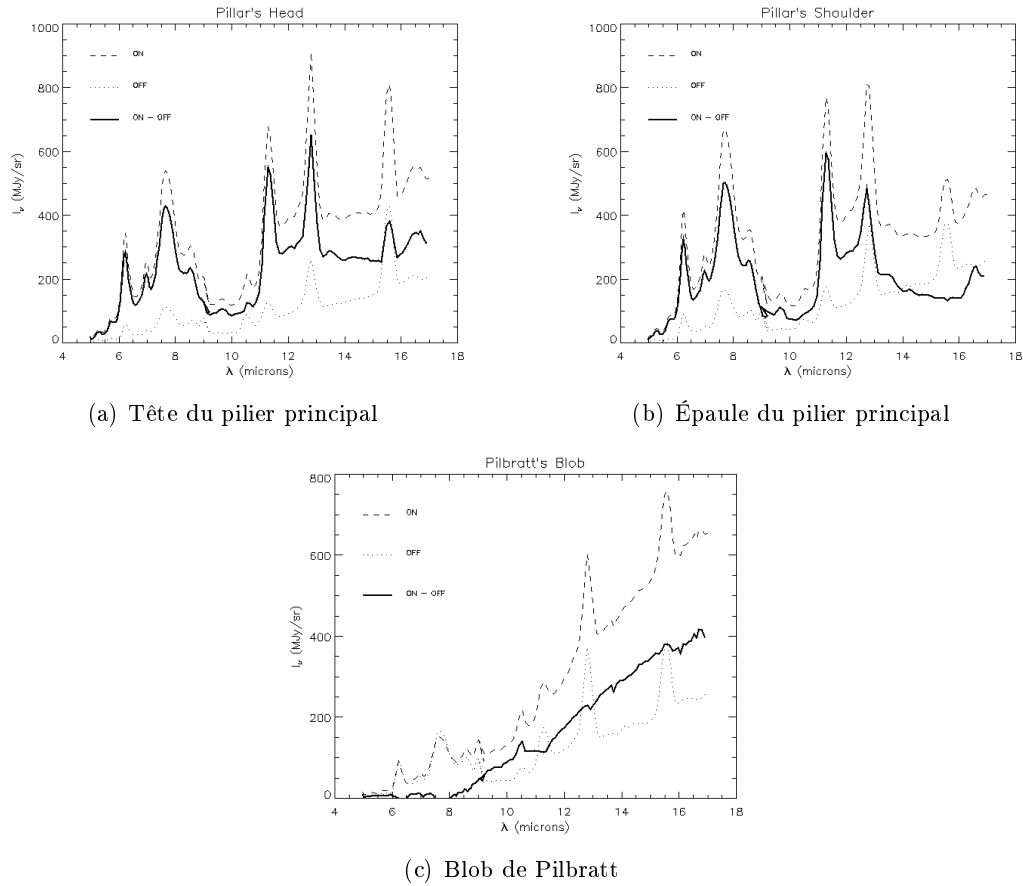


FIG. 2.2 – Données ISOCAM/CVF centrées sur les Piliers de la Création. Les trois spectres sont ceux relevés par ISO à trois positions particulières. Une position "OFF" voisine de chaque position "ON" a été soustraite.

de sa circonférence à 15 et 24 μm (voir Fig. 2.4). Ces structures (blob, filament, coquilles) étaient donc déjà visibles sur les données ISO et certaines avaient été relevées par Pilbratt et al. (1998) mais aucune interprétation n'avait alors été fournie. En analysant les données ISOCAM/CVF, Urquhart et al. (2003) ont observé que le spectre du blob était dominé par une émission continue et ne présentait que de faibles raies d'émission (voir Fig. 2.2(c)). Ils n'ont pas observé de corrélation entre l'émission du blob et les raies du [Ne II] et [Ne III]. Ils ont suggéré que l'émission du blob était due à des VSGs chauffés par une source alors inconnue.

2.1.3 Au-delà de 30 μm

Aux grandes longueurs d'ondes infrarouges (MIPS 70 μm), la qualité des données est moins bonne, mais on constate tout de même que l'émission est dominée par les piliers et la PDR. Les structures à l'intérieur de la nébuleuse ont disparu (blob, coquilles, filaments). L'émission à 70 μm est donc qualitativement corrélée avec l'émission infrarouge aux longueurs d'onde inférieures à 10 μm . Cette composante à grande longueur d'onde n'était pas accessible à l'époque d'ISO et

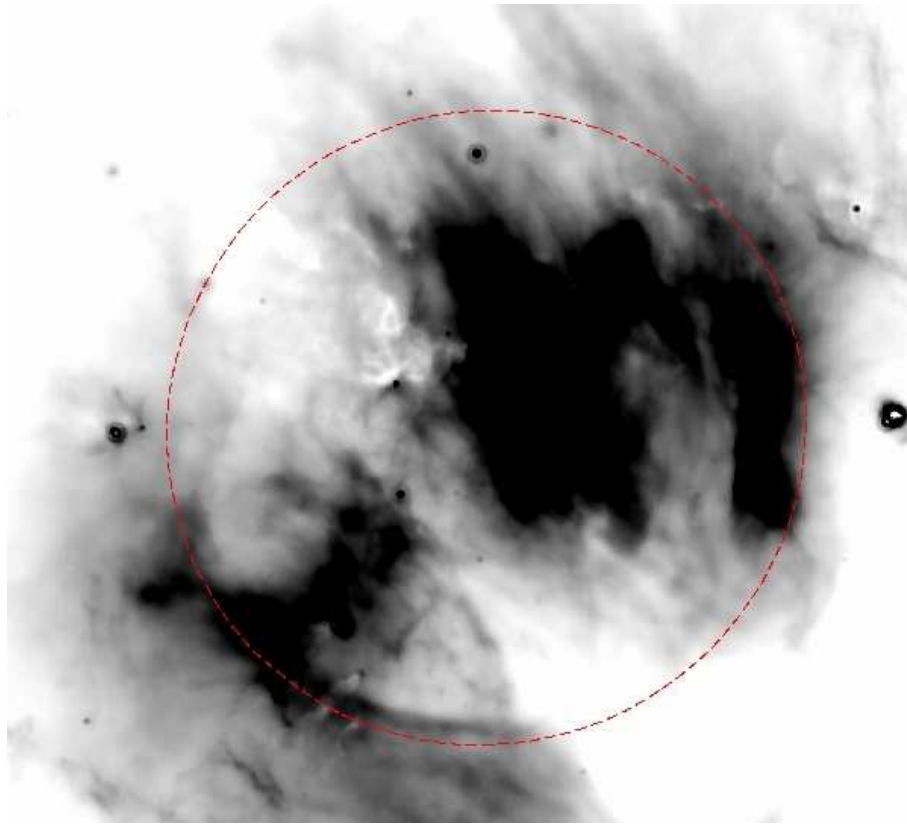


FIG. 2.3 – Coquille visible à l'intérieur de la Nébuleuse de l'Aigle sur les données MIPS à $24\ \mu\text{m}$.

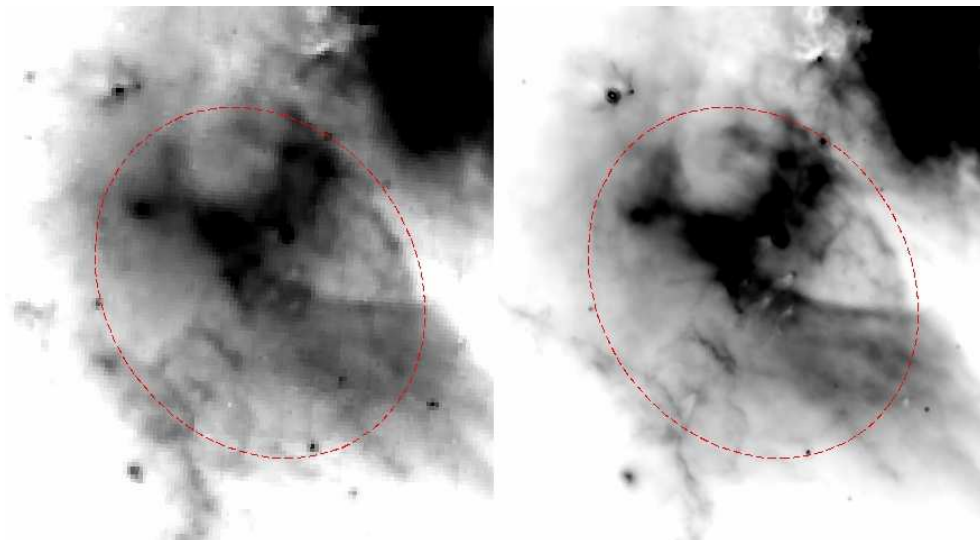


FIG. 2.4 – Bulle visible autour des Piliers de la Création sur les données ISO LW à $15\ \mu\text{m}$ et MIPS à $24\ \mu\text{m}$.

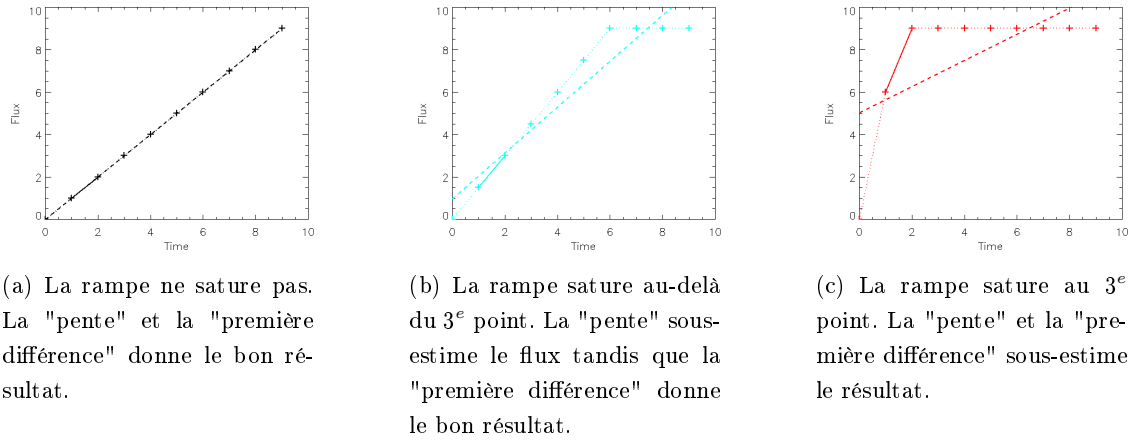


FIG. 2.5 – Illustration de l'estimation du flux reçu par un pixel de la matrice MIPS 24 μm . Les croix représentent les différents relevés au cours du temps, la "pente" est donnée par l'ajustement par une droite (tirets) et la "première différence" est l'écart entre les point 3 et 2.

nous allons nous en servir pour contraindre les propriétés de la poussières.

2.1.4 Notes sur les données MIPS à 24 microns

Au court de mon séjour au Centre Spatial Spitzer, mon but était de me consacrer à la science qu'il était possible de faire avec les données MIPS GAL. Cependant, je me suis tout d'abord employé à obtenir des données de qualité à 24 μm . En effet, les premières cartes auxquelles j'ai eu accès atteignaient le niveau de saturation de l'instrument dans des régions parfois très étendues de la nébuleuse. Afin d'expliquer la façon de corriger cela, il me faut présenter brièvement le mode de fonctionnement de l'instrument.

De manière très schématique, le flux de chaque pixel de la matrice MIPS 24 μm est relevé à plusieurs moments au cours de l'intégration sur le ciel (toutes les demi-secondes). À chacun de ces relevés, la valeur lue correspond à l'intensité totale reçue par le pixel depuis le début de l'intégration. Dans un cas idéal, les différents points du relevé s'alignent donc parfaitement sur une droite dont la pente donne le flux observé par le pixel (voir Fig. 2.5(a)). C'est cette valeur que le satellite envoie vers la Terre. Il envoie également une autre information : la différence entre les points 3 et 2 de la rampe, faussement appelée "première différence".

Les raisons d'un écart à ce cas idéal sont nombreuses. Je ne détaille ci-après que l'une d'entre elles : la saturation. Chaque pixel de la matrice MIPS 24 μm peut atteindre son niveau de saturation si la source observée est suffisamment intense. En fonction du flux reçu par le pixel, la saturation est atteinte plus au moins vite au cours du temps (voir Fig. 2.5(b) et 2.5(c)). Dès que cette valeur est atteinte, le flux total du pixel en question reste constant à ce niveau de saturation. L'ajustement de cette courbe par une droite sous-estime donc significativement le flux réel observé par le pixel. Dans le cas de la figure 2.5(b), le flux réel est 1.5 fois plus important que celui de la figure 2.5(a) mais la pente de la droite qui ajuste les points du relevé n'est que de 1.08. Dans ce premier cas, la "première différence" donne le bon résultat car la saturation n'est

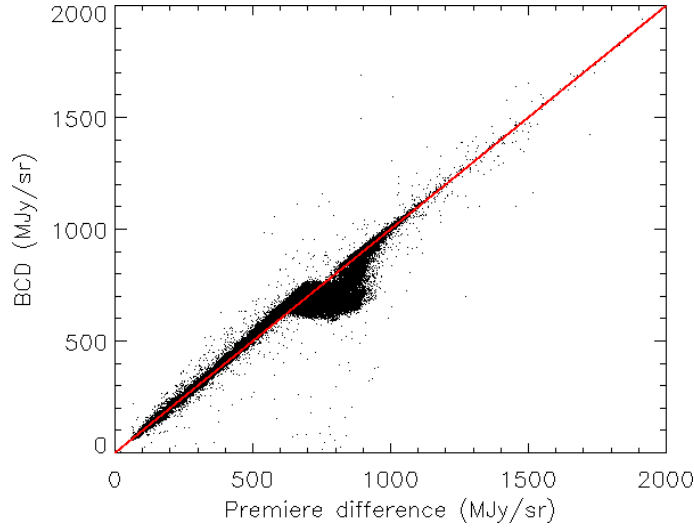
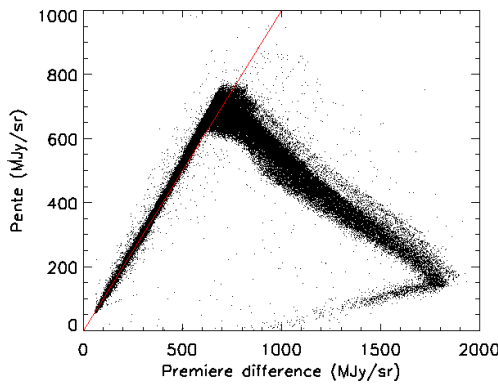
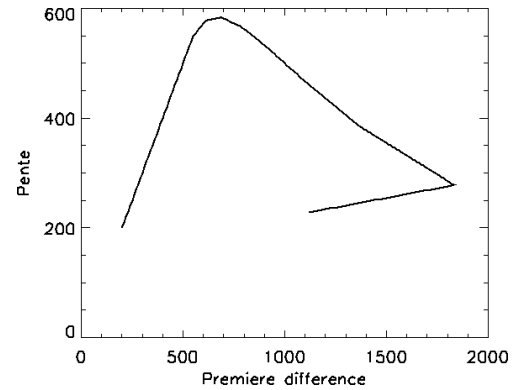


FIG. 2.6 – Données MIPS 24 de la Nébuleuse de l'Aigle : flux donné par la carte en fin de chaîne de traitement en fonction du flux "première différence". Le remplacement de la valeur "pente" devrait être effectué à partir 600 MJy/sr mais ne l'est qu'au-delà de 950 MJy/sr.



(a) Données MIPS 24 de la Nébuleuse de l'Aigle : flux donné par la "pente" en fonction du flux "première différence".



(b) Modélisation simple de l'évolution des valeurs de "pente" et "première différence" pour MIPS 24 μm . L'allure de la courbe est identique à celle des données.

FIG. 2.7 – Mise en évidence de la saturation des rampes MIPS 24 μm et modélisation simple de cet effet.

pas trop importante. Si l'on augmente encore le flux, à 6 fois la valeur initiale (voir Fig. 2.5(c)), la pente se réduit encore plus nettement, à 0.84. Dans ce second cas, le troisième point de la rampe atteint la saturation et la "première différence" sous-estime alors également le flux réel.

La figure 2.7(b) illustre de manière simple l'évolution des valeurs de la "pente" et de la "première différence". Tant que la rampe ne sature pas, "pente" et "première différence" donnent la même et bonne estimation du flux. Lorsque la fin de la rampe commence à saturer, la "pente" sous-estime la valeur réelle du flux tandis que la "première différence" continue de donner la bonne valeur. Enfin, si le flux est vraiment trop important, le troisième point de la rampe sature

et la "première différence" est donc également faussée. Au-delà de cette valeur, la "pente" et la "première différence" décroissent lorsque le flux augmente. Les valeurs de la "pente" et de la "première différence" des données MIPS 24 μm sont représentées sur la figure 2.7(a) pour M16. On constate que l'allure de la courbe est exactement celle prédite par une modélisation très simple. On peut déduire des données que la "pente" sature vers 700 MJy/sr tandis que la "première différence" sature vers 1800 MJy/sr. Grâce à ce dernier chiffre, nous pouvons estimer le niveau de saturation de la rampe à 3600 MJy/sr (2×1800). Combiné aux 700 MJy/sr de saturation de la "pente", nous déduisons qu'il y a 6 points dans la rampe qui ont servi à calculer cette "pente". C'est exactement la réalité puisque le temps d'intégration sur les données MIPS GAL est de 3 secondes avec un échantillonnage toutes les demi-secondes.

Afin de tenir compte de cet effet, il convient donc de remplacer, dans les cartes MIPS 24 μm , la valeur de la "pente" par celle de la "première différence" lorsque la "pente" sature. C'est ce qui est réalisé dans la chaîne de traitement officiel du Centre Spatial Spitzer. Sur les données de la Nébuleuse de l'Aigle, nous nous sommes cependant aperçus que le remplacement n'était pas effectué à un niveau de flux suffisamment faible (voir Fig. 2.6). Il faut ajouter à cela des problèmes (liés à la non-linéarité du détecteur par exemple) qui ne sont apparus que lors de l'analyse détaillée des images de M16. La chaîne de traitement MIPS 24 μm a donc été passée en revue de manière presque intégrale lors de mon séjour au Centre Spatial Spitzer afin d'apporter les corrections nécessaires à l'obtention de données de meilleure qualité.

2.2 La Nébuleuse de l'Aigle en infrarouge

Dans les pages suivantes, je présente l'ensemble des données infrarouges en bande large qui étaient à ma disposition. Les Piliers de la Création se situent à proximité des coordonnées équatoriales $(\alpha, \delta) = (18^{\text{h}}19^{\text{m}}00^{\text{s}}, -13^{\circ}50'00'')$. Les échelles de couleurs sont en MJy/sr.

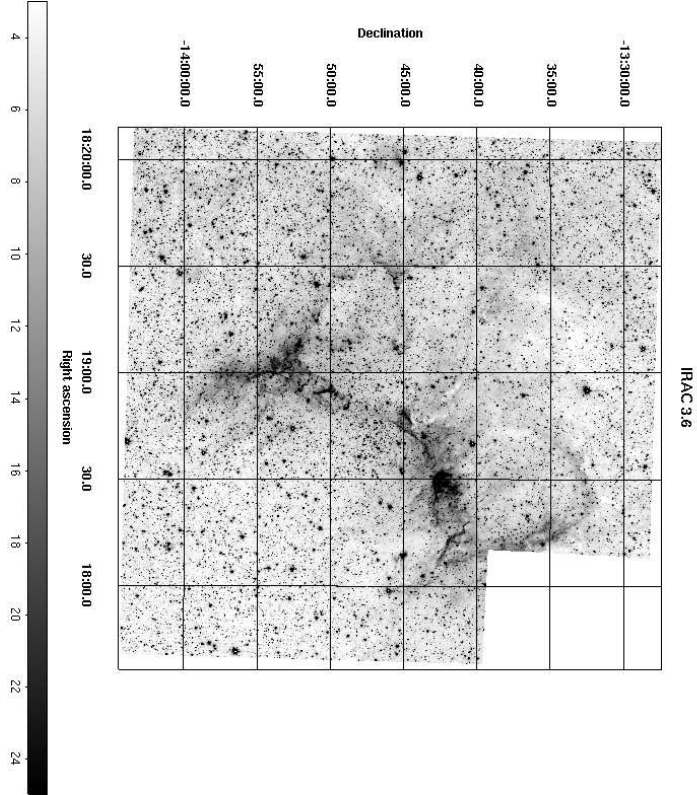


FIG. 2.8 –

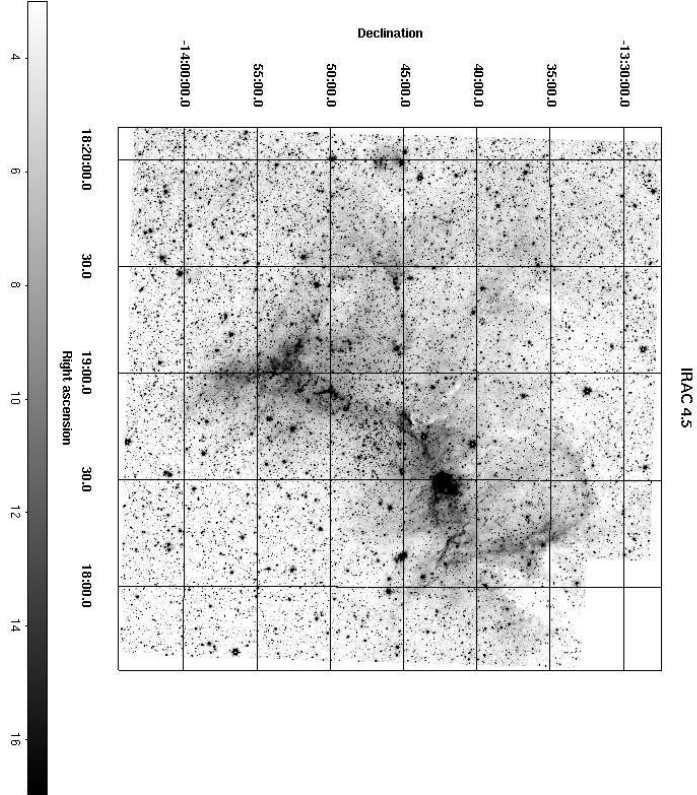


FIG. 2.9 –

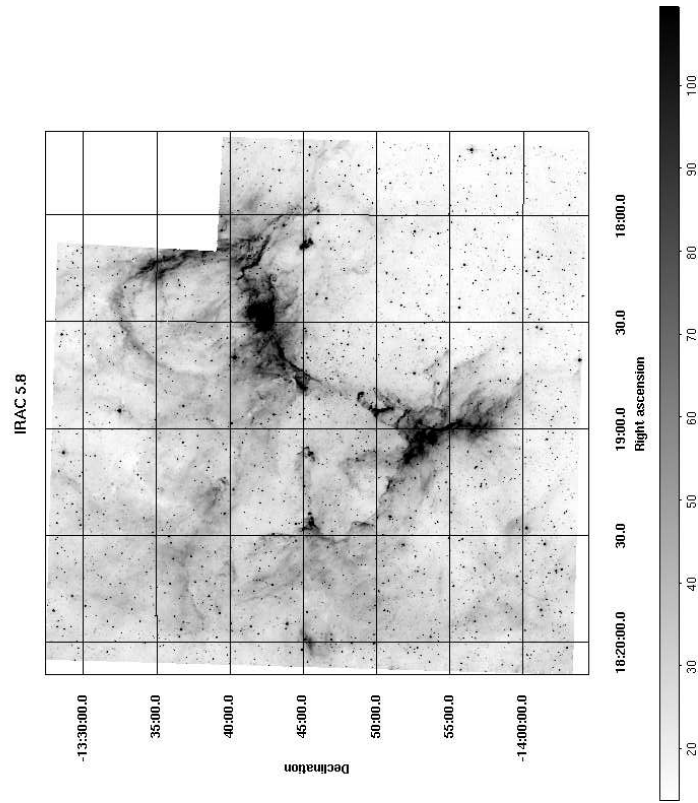


FIG. 2.10 –

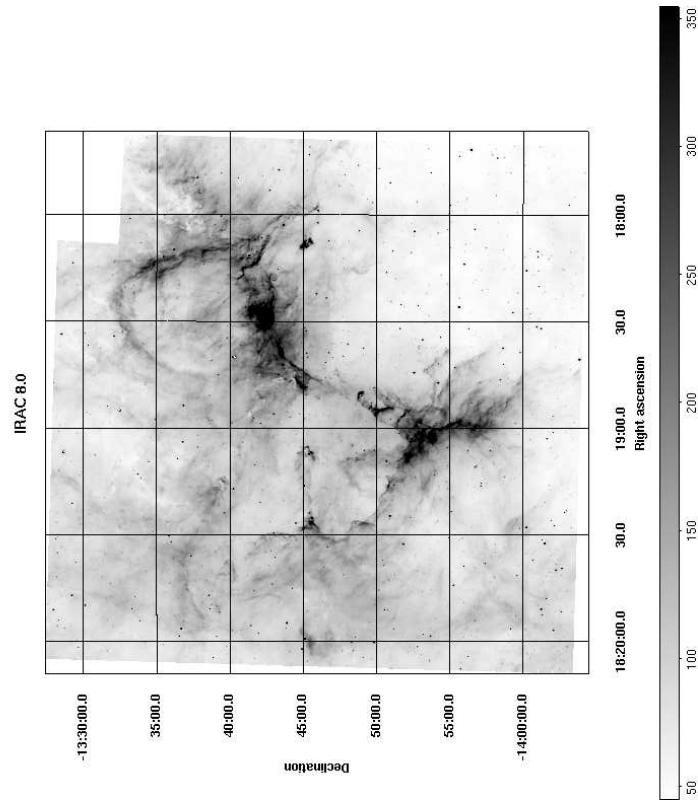


FIG. 2.11 –

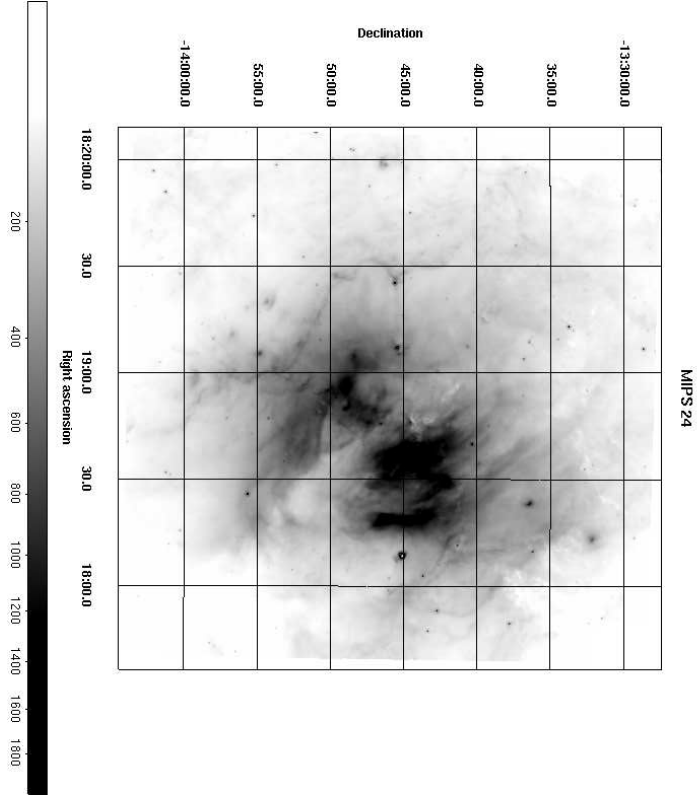


FIG. 2.12 –

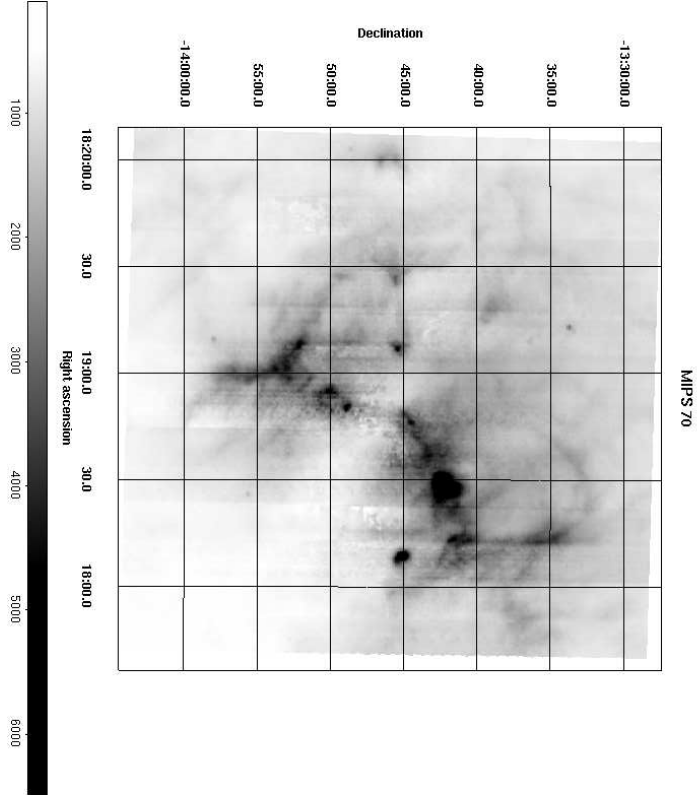


FIG. 2.13 –

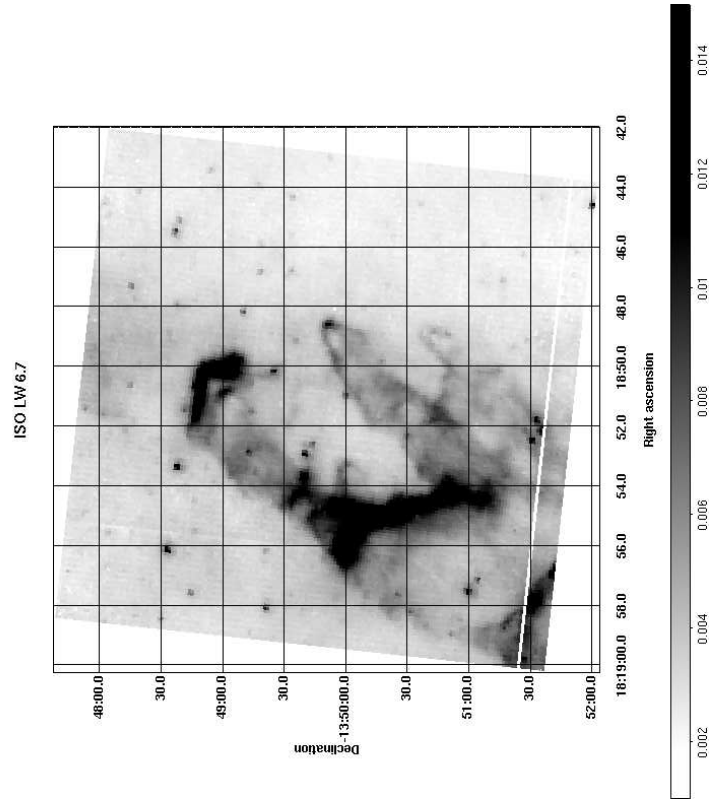


FIG. 2.14 –

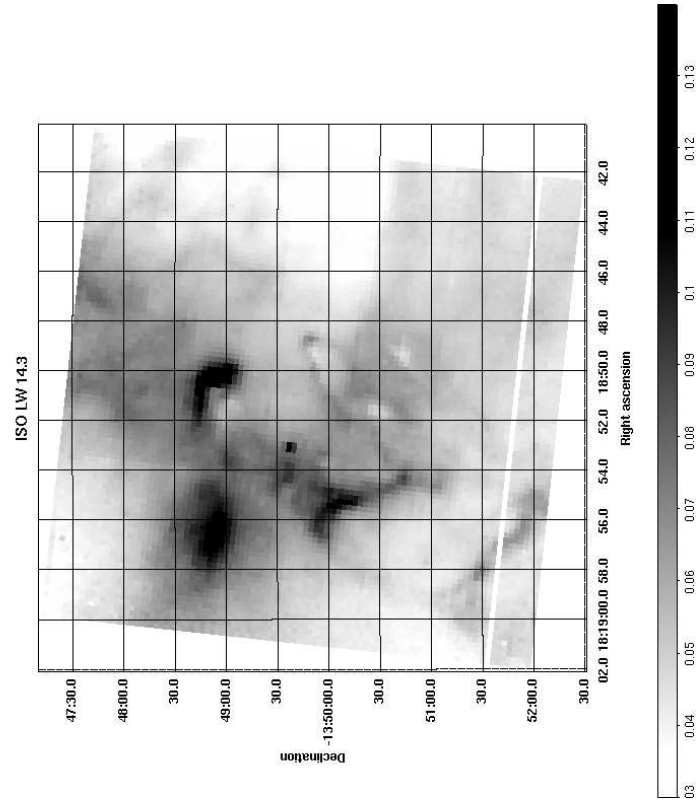


FIG. 2.15 –

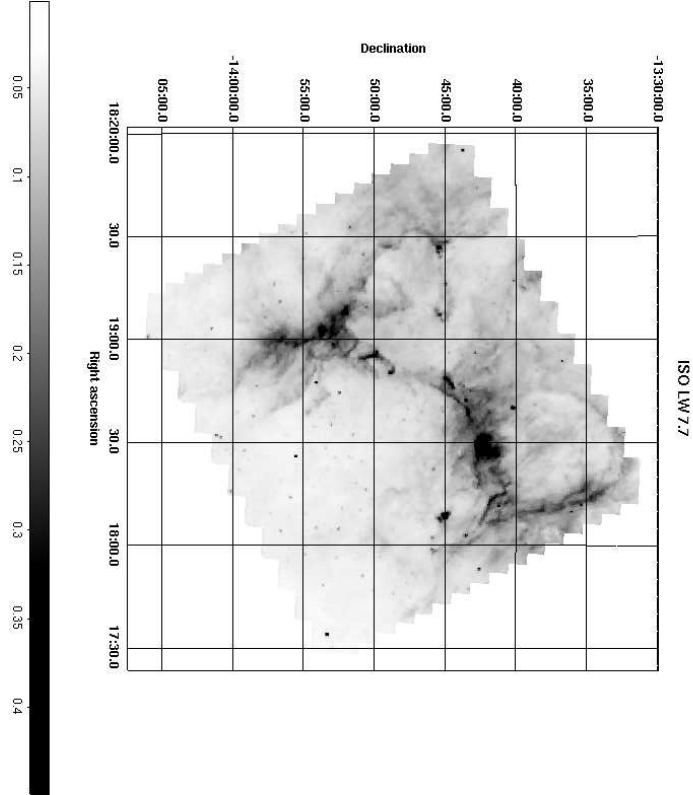


FIG. 2.16 –

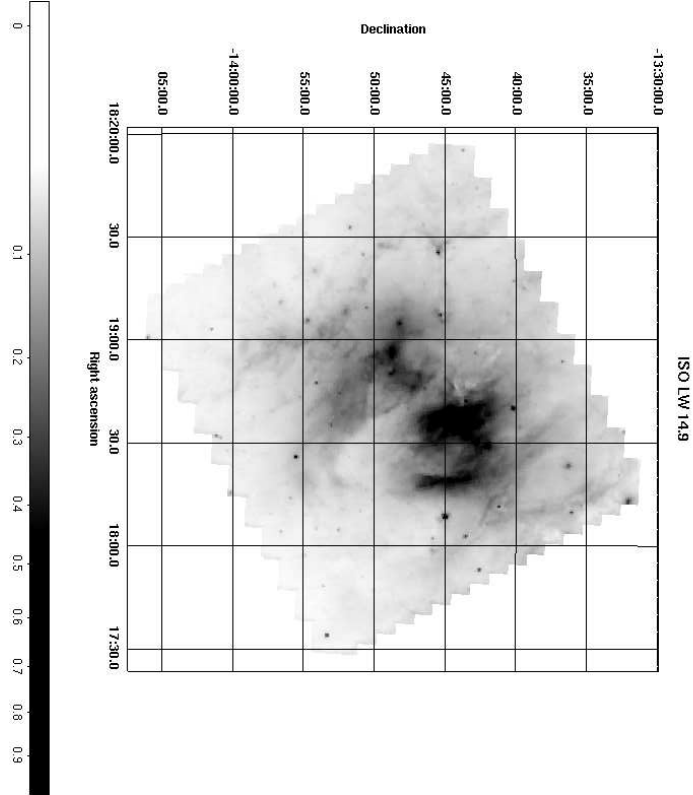


FIG. 2.17 –

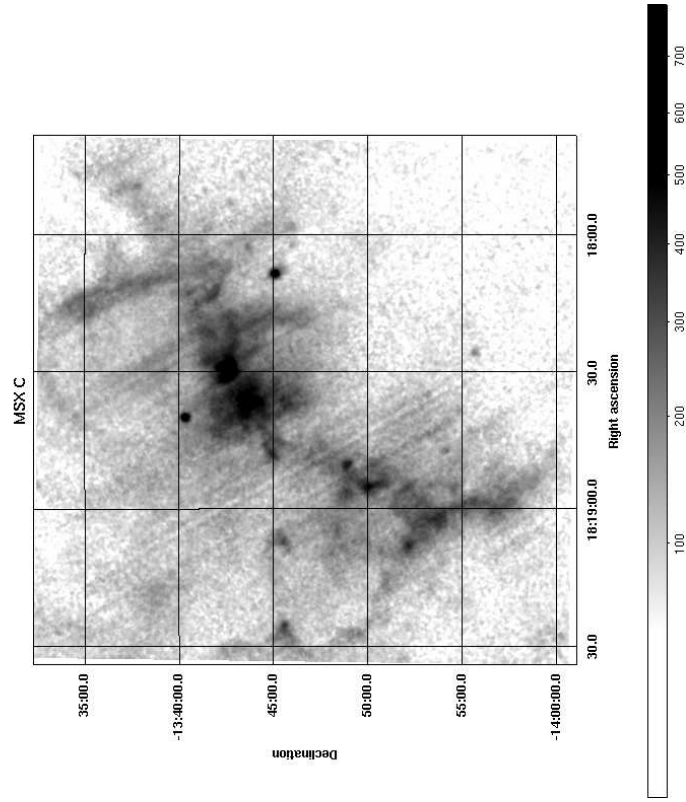


FIG. 2.19 –

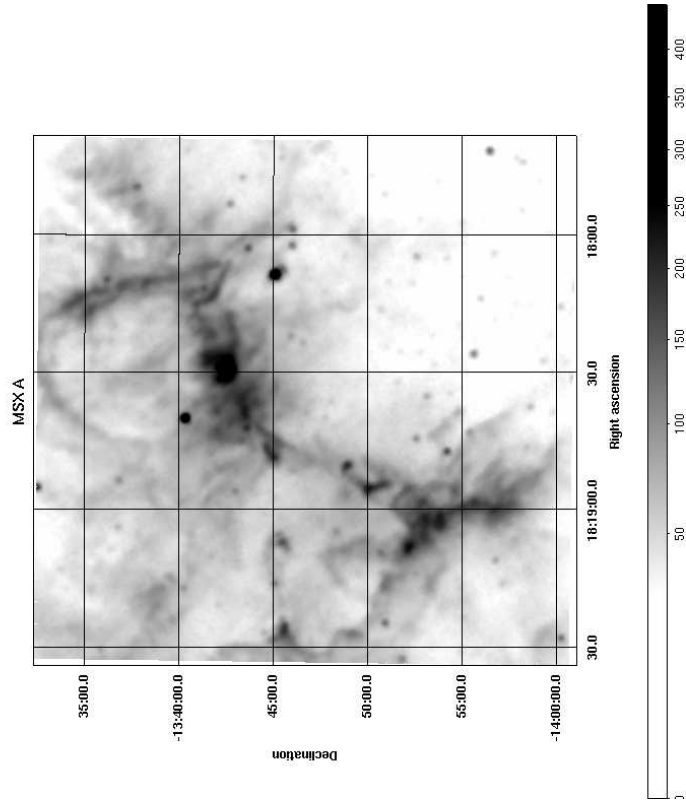


FIG. 2.18 –

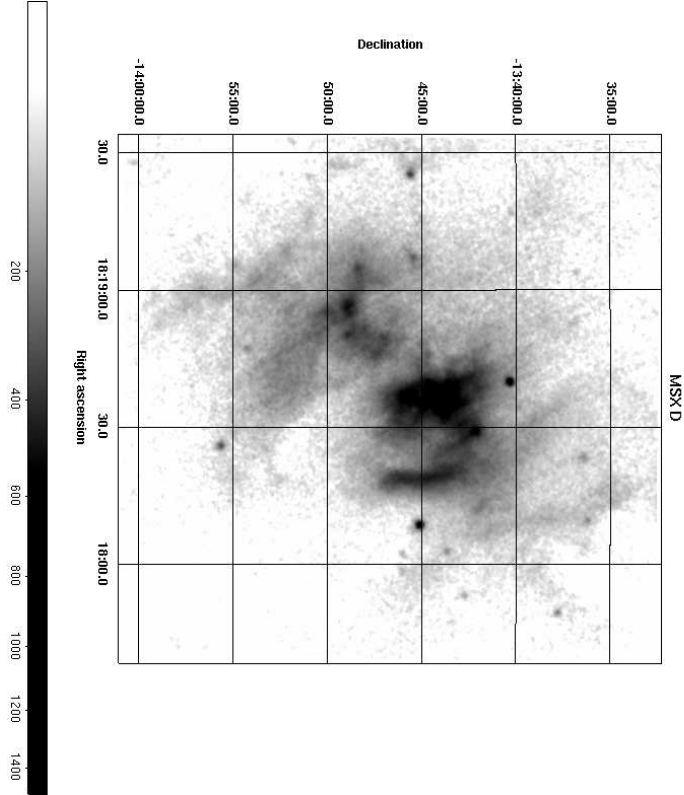


FIG. 2.20 –

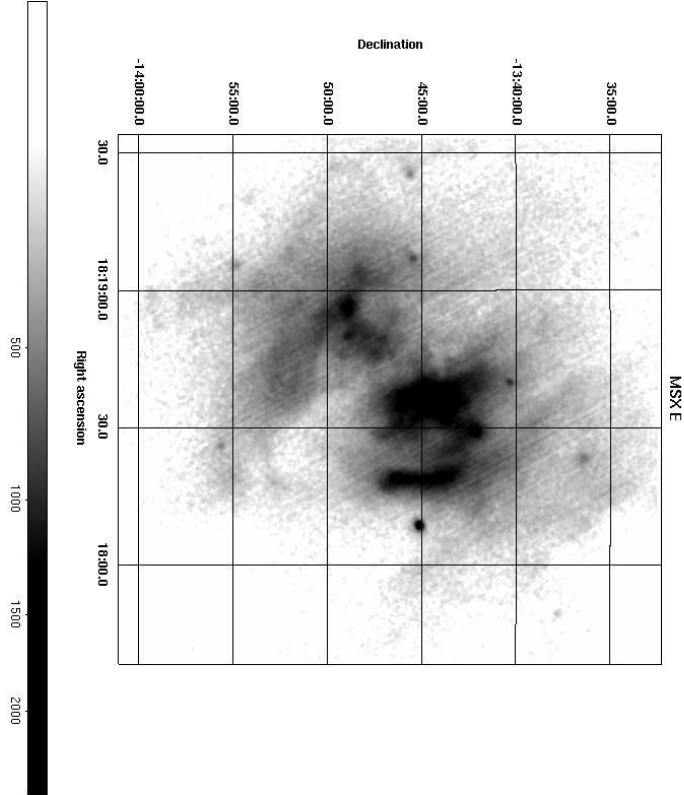


FIG. 2.21 –

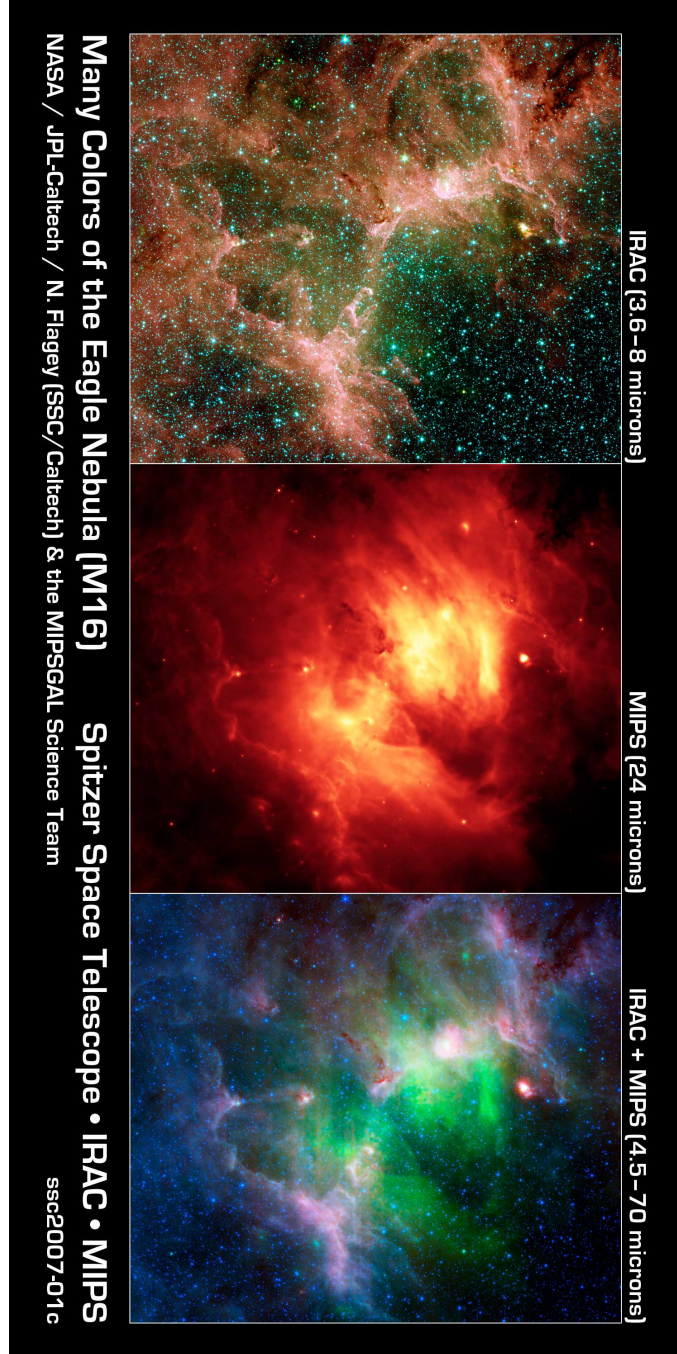
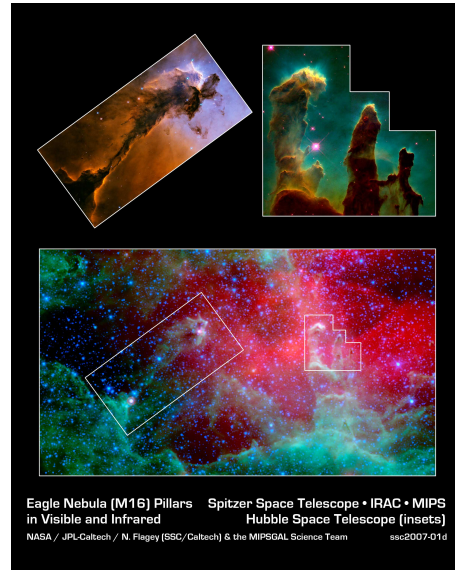


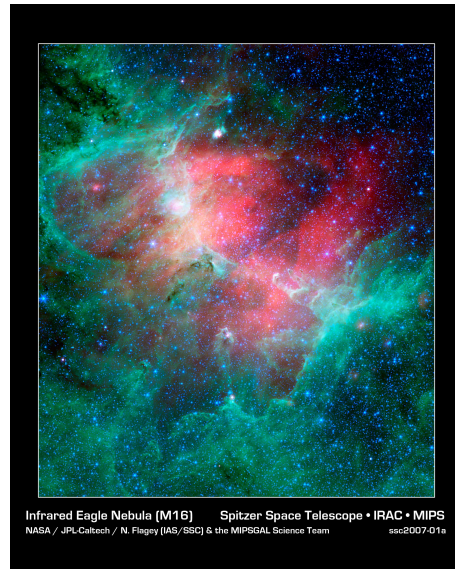
FIG. 2.22 – À gauche : combinaison en fausses couleurs des quatres canaux IRAC (3.6 en bleu, 4.5 en vert, 5.8 en orange et 8.0 en rouge). Au centre : observation MIPS 24 μm en fausse couleur. À droite : combinaison en fausses couleurs de deux canaux IRAC et des deux canaux MIPS (4.5+8.0 en bleu, 24 en vert, 70 en rouge)



(a) Combinaison en fausses couleurs de deux canaux IRAC et d'un canal MIPS (4.5 en bleu, 8 en vert, 24 en rouge) et comparaison avec le champ observé par Hubble.



(b) Comparaison entre l'émission infra-rouge des piliers vue par Spitzer et les piliers observés par Hubble.



(c) Combinaison en fausses couleurs de deux canaux IRAC et d'un canal MIPS (4.5 en bleu, 8 en vert, 24 en rouge).

FIG. 2.23 – Images en fausses couleurs de la Nébuleuse de l'Aigle vue par Spitzer.

3

Distributions spectrales d'énergie

Sommaire

3.1	Méthode d'obtention	160
3.2	Les structures particulières de M16	160
3.2.1	Les piliers	160
3.2.2	La coquille interne	160
3.2.3	Commentaires	162
3.3	Échantillon de comparaison	163
3.3.1	Remarque sur les bulles	165
3.3.2	Conclusions	166

Afin de caractériser les poussières au sein de la Nébuleuse de l'Aigle, j'ai combiné toutes les observations infrarouges à ma disposition pour dresser la distribution spectrale d'énergie (SEDs) en des endroits particuliers. Je commencerai par décrire la méthode d'obtention de ces SEDs avant de présenter les résultats.

3.1 Méthode d'obtention

J'ai commencé par projeter toutes les cartes sur une seule et même grille de coordonnées qui ne dégrade l'échantillonnage original d'aucune observation. Les images qui en résultent sont celles présentées dans le chapitre précédent. Je récapitule dans la Table 3.1 les instruments en question ainsi que les longueurs d'onde de référence.

Ensuite, pour chaque structure dont je souhaite connaître la SED, et pour chaque longueur d'onde, j'ai calculé le flux moyen dans une ouverture de taille variable en fonction de la dimension de la structure. J'ai multiplié les ouvertures afin d'estimer les incertitudes sur les mesures du flux. J'ai estimé de la même manière le flux dans une position "OFF" voisine de chaque structure dont je cherche à obtenir la SED. La différence entre les positions "ON" et "OFF" me donne le flux émis par la structure. La taille des ouvertures utilisées est toujours supérieure à la plus mauvaise des résolutions ($20''$, MSX), afin que la valeur mesurée ait un sens. La table 3.1 résume les valeurs des SEDs obtenues pour les piliers et la coquille.

3.2 Les structures particulières de M16

3.2.1 Les piliers

Au niveau des piliers, je me suis intéressé à "la tête" et à "l'épaule" du pilier principal. Dans les deux cas, la mesure est rendue peu aisée par la forme et le contraste important de ces structures. De plus, au niveau de la tête du pilier principal, la présence d'une source enfouie biaise les mesures. Au niveau de l'épaule, ce problème ne se pose pas. La mesure "OFF" est réalisée complètement à l'extérieur des piliers, au Nord de la tête principale ou à l'Est des piliers. La figure 3.1 montre la SED moyenne ainsi que le spectre moyen obtenus en combinant données photométriques et données spectroscopiques. Une normalisation à $24 \mu\text{m}$ a été effectuée.

3.2.2 La coquille interne

Afin d'estimer la SED de la coquille interne, j'ai mesuré la SED de plusieurs structures à l'intérieur de celle-ci, parmi lesquelles le blob de Pilbratt, le filament au Nord-Ouest de la nébuleuse et l'émission diffuse au Sud-Ouest.

Le blob de Pilbratt

Le blob de Pilbratt est une structure quasi-circulaire qui se situe à proximité immédiate de la tête du pilier principal (moins d'une minute d'arc). Sa dimension caractéristique est de $1'$, ce

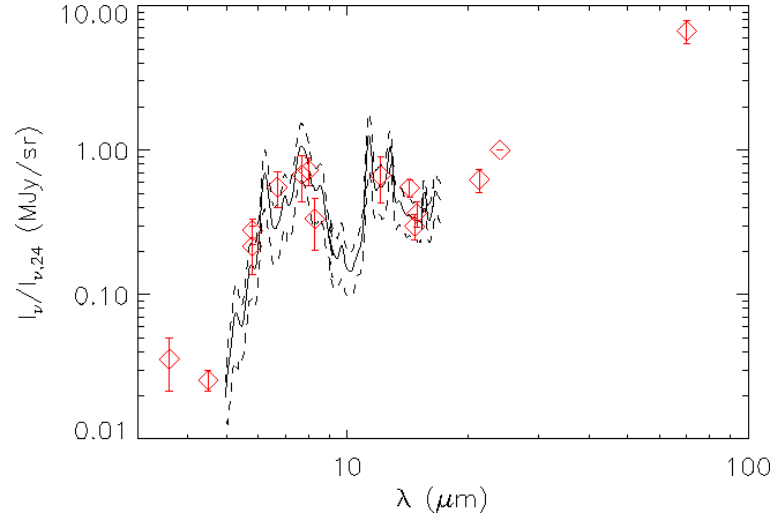


FIG. 3.1 — Distribution spectrale d'énergie des Piliers de la Création, combinant données spectroscopiques et photométriques. L'ensemble est normalisé à $24 \mu\text{m}$. Les incertitudes sur les points photométriques sont données par les barres d'erreur. Les incertitudes sur le spectre sont données par les spectres en tirets.

qui correspond à environ 0.6 pc à cette distance. Le blob a été identifié par Pilbratt et al. (1998) mais aucune interprétation satisfaisante n'avait alors été avancée.

Pour mesurer la SED du blob, qui est une structure très localisée et juste à côté des Piliers de la Création, j'ai utilisé deux types de "OFF". Dans le premier cas, les positions de mesures sont disjointes et le "OFF" est pris dans une région très voisine de faible intensité. Dans le second cas, la position "OFF" entoure la position "ON". Les résultats, en absolu, sont différents puisque l'on soustrait une valeur d'émission plus élevée avec cette dernière méthode. Cependant, la SED normalisée est presque rigoureusement identique dans les deux cas. Pour chaque méthode, je prends des ouvertures de différentes tailles afin d'estimer l'incertitude sur les mesures. La figure 3.2(a) présente les différentes SEDs mesurées pour cette structure, normalisées à $24 \mu\text{m}$.

Le filament

Le filament est cette structure quasi-rectiligne très brillante sur les données MIPS $24 \mu\text{m}$ et que l'on voit à l'opposé des Piliers de la Création. Sa taille est d'environ $1'$ par $4'$ et il semble relié à l'ensemble d'une structure filamentaire au Nord-Ouest de la Nébuleuse de l'Aigle. Cette région qui s'étend sur plus de $10'$ s'incurve légèrement et semble être le pendant de l'arc très contrasté que l'on distingue au niveau des piliers. Pour mesurer la SED du filament, je considère une ouverture rectangulaire pour le "ON" et une mesure "OFF" suffisamment éloignée afin de ne pas être affecté par certains effets instruments sur les données MIPS à $70 \mu\text{m}$. La figure 3.2(b) présente les différentes SEDs mesurées pour cette structure, normalisées à $24 \mu\text{m}$.

L'émission diffuse

Au Sud-Est de la Nébuleuse de l'Aigle, l'émission à $24\ \mu\text{m}$ diminue significativement. Cette région ressemble à une ouverture dans la grande coquille. À cet endroit, l'émission MIPS $24\ \mu\text{m}$ n'est pas très contrastée et l'on ne distingue que quelques structures très diffuses. L'estimation d'une SED a été plus ardue, surtout aux longueurs d'ondes les plus courtes, pour lesquelles l'incertitude est très grande. J'ai décidé de ne reporter que les valeurs de la SED au-delà de $15\ \mu\text{m}$. La figure 3.2(c) présente les différentes SEDs mesurées pour cette structure, normalisées à $24\ \mu\text{m}$.

3.2.3 Commentaires

La comparaison entre la coquille et les piliers montre une différence frappante. Les spectres ISOCAM/CVF (Fig. 2.2(a), 2.2(b) et 2.2(c)) suggéraient déjà des caractéristiques très particulières pour le blob : absence de bandes PAHs, faibles raies du gaz, fort continuum. Les données photométriques confirment ces premières observations et l'étendent à l'ensemble de la coquille (filament, blob, diffus).

D'une part, la coquille présente une SED sans contribution significative des bandes PAHs, tandis que les piliers montrent ces signatures spectrales que l'on attend dans une PDR typique.

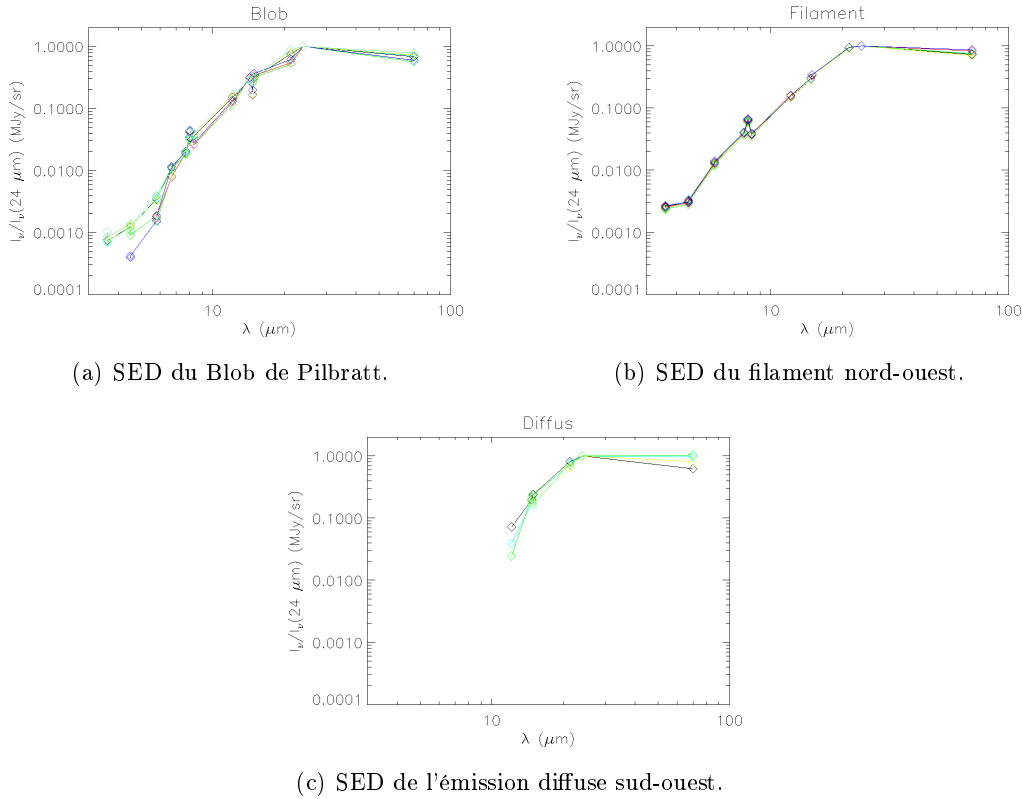


FIG. 3.2 – Distributions spectrales d'énergie de la coquille combinant toutes les données photométriques à ma disposition et normalisées à $24\ \mu\text{m}$.

Instrument	λ_{ref}	M16			
		Blob	Filament	Diffus	Pilier
IRAC 3.6	3.55	$< 8 \times 10^{-4}$	0.0024 ± 0.0002	-	0.045 ± 0.014
IRAC 4.5	4.49	$< 1.3 \times 10^{-3}$	0.003 ± 0.0002	-	0.028 ± 0.004
IRAC 5.8	5.73	0.0026 ± 0.0011	0.013 ± 0.001	-	0.25 ± 0.07
ISO/LW2	6.7	0.009 ± 0.002	-	-	0.55 ± 0.16
ISO/LW6	7.7	0.019 ± 0.01	0.04 ± 0.001	-	0.68 ± 0.24
IRAC 8.0	7.87	0.039 ± 0.007	0.062 ± 0.003	-	0.64 ± 0.19
MSX A	8.3	0.031 ± 0.005	0.037 ± 0.002	-	0.33 ± 0.13
MSX C	12.1	0.13 ± 0.02	0.15 ± 0.01	-	0.67 ± 0.23
ISO/LW3	14.3	0.30 ± 0.02	-	-	0.55 ± 0.07
MSX D	14.7	0.21 ± 0.05	0.29 ± 0.01	0.20 ± 0.03	0.30 ± 0.06
ISO/LW9	14.9	0.32 ± 0.02	0.32 ± 0.01	0.20 ± 0.04	0.36 ± 0.07
MSX E	21.3	0.65 ± 0.13	0.94 ± 0.01	0.73 ± 0.08	0.62 ± 0.11
MIPS 24	23.7	1	1	1	1
MIPS 70	71.4	0.64 ± 0.08	0.78 ± 0.07	0.81 ± 0.19	6.7 ± 1.3
Instrument	λ_{ref}	Blob	Filament	Diffus	Pilier
		M16			

TAB. 3.1 – Valeurs des distributions spectrales d’énergie mesurées dans la Nébuleuse de l’Aigle et normalisées à 24 μm , pour le Blob de Pilbratt, le filament nord-ouest, l’émission diffuse sud-ouest et le pilier principal. Pour l’émission diffuse, seules les mesures au-delà de $\lambda \sim 15 \mu\text{m}$ sont données.

Cette propriété est directement tracée par les rapports entre le flux vers 6-12 μm et celui vers 20-25 μm , plutôt de l’ordre de quelques pour cent dans le cas de la coquille et généralement supérieur à 0.5 pour les piliers. Les PAHs sont donc absents de la coquille.

D’autre part, le continuum infrarouge moyen a la particularité d’avoir son maximum vers 24 μm dans le cas de la coquille, et d’avoir un rapport 24/70 supérieur à 1. Au contraire, la SED des piliers semblent piquer nettement au-delà de 24 μm , et présente un rapport 24/70 significativement inférieur à 1 (environ 0.15). Le rapport d’émission 24/70 peut être exprimé en terme de température de couleur de la poussière. Un rapport élevé indique une température plus importante.

3.3 Échantillon de comparaison

L’obtention d’un rapport 24/70 supérieur à 1 nous a interpellés. J’ai donc cherché à mesurer ce même rapport dans d’autres environnements : certaines bulles observées dans les relevés du plan Galactique GLIMPSE/MIPSGAL, des régions H II ultra-compactes (UCHII), M17, la Nébuleuse d’Orion et Cassiopeia-A.

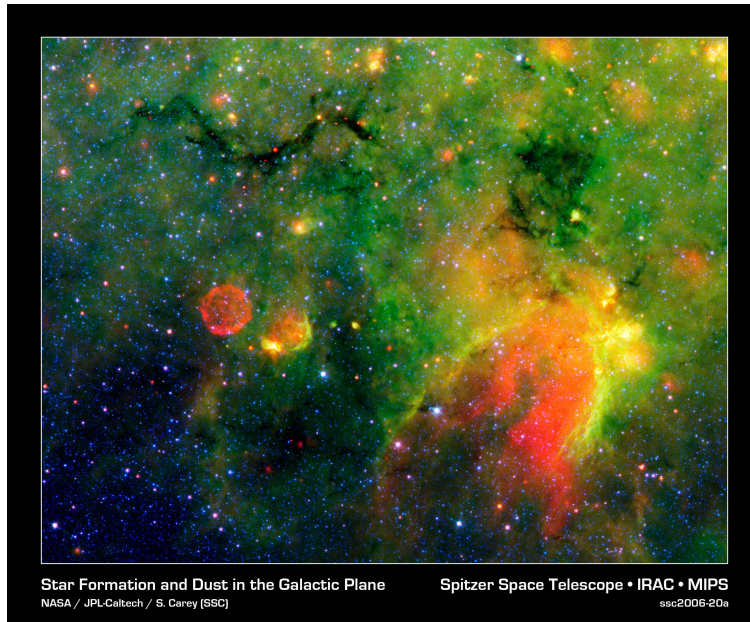


FIG. 3.3 – Bulle d'un reste de supernova (à gauche) qui apparaît sur les données MIPS GAL à $24\ \mu\text{m}$ à proximité du nuage sombre du "Serpent" (en haut) et de la bulle N2 de Churchwell et al. (2006) (à droite). Le code de couleur est le suivant : IRAC $3.6\ \mu\text{m}$ en bleu, IRAC $8\ \mu\text{m}$ en vert et MIPS $24\ \mu\text{m}$ en rouge.

Concernant les bulles du plan galactique, j'ai utilisé l'article de Churchwell et al. (2006) et sélectionné des structures dont la morphologie était analogue, dans une certaine mesure, à celle de M16 : émission à 8 et $70\ \mu\text{m}$ concentrée au niveau des PDRs et émission à $24\ \mu\text{m}$ plus intense à l'intérieur. Un autre critère de sélection est d'avoir une distance/taille connue de l'objet afin d'avoir une bonne estimation du flux total, qui doit être comparable, encore une fois dans une certaine mesure, à celui mesuré sur M16. Mon choix s'est finalement porté sur 7 bulles, nommées N2, N24, N59, N64, N68, N94 et N107 par Churchwell et al. (2006). Pour chaque bulle sélectionnée, j'ai procédé de la même manière que pour M16 : j'ai mesuré des positions "ON" à divers endroits des bulles, en identifiant des structures brillantes à $24\ \mu\text{m}$ et les ai combinées à diverses positions "OFF", dans le souci d'estimer les incertitudes sur ces mesures. J'ai également procédé à l'estimation du rapport $24/70$ pour les PDRs de ces bulles, en utilisant la même méthode. Les résultats, pour les "coquilles" internes et pour les PDRs sont résumés dans la table 3.2 : rapport $24/70$, dispersion du flux à $70\ \mu\text{m}$ des structures mesurées et taille de la bulle. Le constat est immédiat : le rapport $24/70$ moyen de l'intérieur de ces bulles est de l'ordre de $0.2-0.3$. Les valeurs obtenues pour leurs PDRs sont systématiquement plus faibles, d'un facteur compris approximativement entre 2 et 10 par rapport à la région ionisée centrale. Cet écart est celui que l'on attend entre une région H II et la PDR associée (voir ci-après). La dispersion des mesures s'explique par la présence, pour chaque mesure PDR effectuée, d'une contribution de la région H II voisine. On mesure donc en réalité un mélange PDR/H II dont les proportions

respectives varient d'un objet à l'autre.

En dehors des bulles du plan galactique, j'ai également mesuré le rapport 24/70 d'objets connus pour être bien plus excités : la nébuleuse d'Orion, M17 et des régions H II ultra-compactes (UCHII). Pour M17 et Orion, je me suis appuyé sur les données infrarouge lointain de Gatley et al. (1979) et Werner et al. (1976) obtenues avec le KAO (Kuiper Airborne Observatory) à 30 et 100 μm . J'ai converti ces couleurs en un rapport 24/70 en interpolant les mesures KAO à l'aide un corps noir et d'une émissivité en ν ou ν^2 . Pour les régions UCHII, j'ai utilisé les observations IRAS de Wood & Churchwell (1989) à 60 et 25 μm que j'ai converties en un rapport 24/70 de la même manière que pour M17 et la nébuleuse d'Orion. Pour ces régions, il faut avoir conscience que les couleurs mesurées sont forcément un mélange entre région ionisée et PDR, que l'on ne peut séparer sur la ligne de visée. Les résultats figurent également dans la table 3.2. Les valeurs, comprises entre 0.12 et 0.25, sont comparables à celles mesurées dans les bulles du plan galactique, et bien inférieures à celles de la Nébuleuse de l'Aigle.

Enfin, j'ai décidé d'ajouter deux restes de supernova (SNR) : Cassiopeia-A, observée avec MIPS par Hines et al. (2004) et un SNR qui apparaît sur les données MIPS GAL à 24 μm aux coordonnées galactiques (11.2, -0.3) (voir Fig. 3.3). Pour Cassiopeia-A, j'ai directement utilisé les valeurs données par Hines et al. (2004) pour obtenir le rapport 24/70. Pour SNR g11.2-0.3, j'ai procédé comme pour M16 et les bulles du plan galactique. Les résultats apparaissent en bas de la table 3.2. Contrairement à toutes les autres régions analysées dans cet échantillon, ces deux restes de supernova présentent un rapport 24/70 supérieur à 1, de manière analogue à la coquille de M16. Cette première constatation, purement observationnelle, nous a poussés à considérer l'hypothèse d'une supernova à l'origine de la coquille observée à 24 μm .

3.3.1 Remarque sur les bulles

Afin de vérifier que les écarts mesurés entre région H II et PDR d'une même bulle étaient réalistes, nous avons utilisé notre modèle de poussières. Nous avons considéré une modélisation simple en plan-parallèle des régions étudiées. Un champ incident illumine la région H II et la PDR se forme lorsque la totalité du rayonnement ionisant ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) a été absorbée. Nous calculons ensuite le spectre émis à différente profondeur optique dans la région H II et la PDR. Nous en déduisons l'évolution du rapport 24/70 en fonction de l'extinction et de l'intensité du champ de rayonnement incident pour ces deux types d'environnement (voir Fig. 3.4).

Tout d'abord, les valeurs obtenues peuvent être reproduites, indépendamment les unes des autres, puisque les valeurs minimales pour la région PDR sont d'environ 0.03, aussi bien pour le modèle que pour les observations. Les valeurs du rapport 24/70 pour les régions H II prévues par le modèle peuvent être aussi faibles que 0.04 et atteindre l'unité dans des champs de rayonnement très intense. À nouveau, les observations sont en accord avec cela.

Nous cherchons maintenant à placer nos points de mesures en tenant compte du fait que pour une bulle donnée, la région H II et la PDR sont soumises au même champ de rayonnement incident. Pour cela, il nous faut contraindre à la fois le champ de rayonnement incident et les

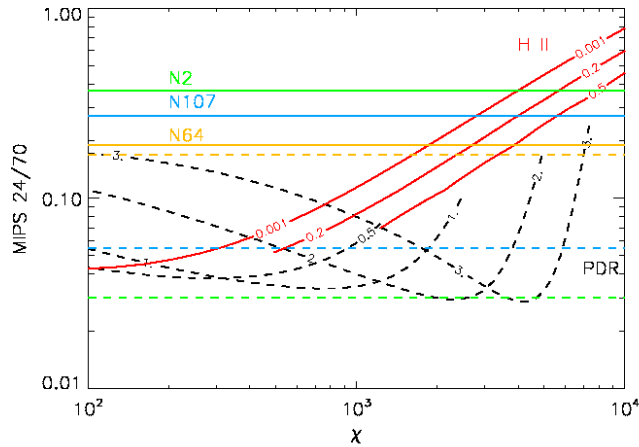


FIG. 3.4 – Évolution du rapport MIPS 24 μm sur MIPS 70 μm en fonction du champ de rayonnement (en unité de Habing). Les courbes rouges concernent la région H II et les courbes noires la région PDR, pour les A_V qui sont indiqués. Les mesures du rapport 24/70 pour 3 bulles sont indiquées en vert (N2), orange (N64) et bleu (N107), en tirets pour la région PDR et en continu pour la région H II.

profondeurs optiques des régions H II et PDR auxquelles leurs émissions respectives dominant. Afin de ne pas alourdir davantage la figure 3.4, je ne vais considérer que 3 exemples parmi nos observations : les cas extrêmes pour lesquels le rapport 24/70 varie le plus et le moins entre région H II et PDR (bulles "N2" et "N64") et un cas intermédiaire (bulle "N107"). Pour des valeurs raisonnables d'extinction dans les régions PDR et H II ($10^{-3} \lesssim A_V(\text{H II}) \lesssim 0.5$ et $0.1 \lesssim A_V(\text{PDR}) \lesssim 5$), un champ de rayonnement de l'ordre de quelques 10^3 permet de retrouver les valeurs observées pour chaque bulle. Il est difficile de contraindre plus que cela le champ de rayonnement et les extinctions respectives des régions H II et PDR. Cependant, il apparaît clairement que les rapports 24/70 respectifs de ces deux régions peuvent être reproduits par le modèle pour chaque bulle de notre échantillon.

3.3.2 Conclusions

Les conclusions que l'on tire des observations sont donc les suivantes :

- la morphologie de la Nébuleuse de l'Aigle présente des caractéristiques que l'on retrouve dans de nombreuses régions H II du plan galactique (émission infrarouge moyen vers 15-25 μm concentrée à l'intérieur tandis que l'émission infrarouge proche et lointain vers 5-10 μm et 70 μm est plus importante au niveau de la PDR). Cependant, la structure particulière de l'émission vers 15-25 μm évoque très clairement une(des) coquille(s) presque parfaitement circulaire(s) que l'on ne retrouve dans aucune autre région H II analysée.
- le rapport d'émission 24/70 et plus globalement la SED des Piliers de la Création est en bon accord avec l'estimation du champ de rayonnement produit par l'amas NGC6611 tandis que les données spectroscopiques présentent les bandes PAHs et raies du gaz que

l'on attend pour une PDR.

- la coquille présente un décalage vers les courtes longueurs d'onde du pic d'émission des grains de poussières par rapport aux régions H II typiques. Un tel rapport de couleur 24/70 se retrouve uniquement dans une catégorie d'objet de notre échantillon de comparaison : les SNRs. Les données spectroscopiques montrent enfin une absence significative des PAHs, dont il faudra justifier la destruction/disparition.

Objet		MIPS 24 / MIPS 70	Température de couleur (K)		$I_{\nu, 70\mu m}$ (MJy/sr)	Rayon (')	Référence
			ν^2	ν			
M16	Blob	1.58 ± 0.20	82	107	100-600	7	
	Filament	1.28 ± 0.12	78	101	650-850		
	Diffus	1.3 ± 0.3	79	102	75-150		
	Piliers	0.15 ± 0.03	55	64	1700-3000		
N2	PDR	0.03 ± 0.01	45	51	500-1800	6.95	MIPSGAL
	Intérieur	0.37 ± 0.05	63	76	70-280		MIPSGAL
N24	PDR	0.045 ± 0.005	47	54	750-800	7.96	MIPSGAL
	Intérieur	0.27 ± 0.02	59	71	150-200		MIPSGAL
N59	PDR	0.06 ± 0.01	48	56	1100	6.68	MIPSGAL
	Intérieur	0.20 ± 0.02	57	67	150-500		MIPSGAL
N64	PDR	0.17 ± 0.10	56	66	30-300	4.80	MIPSGAL
	Intérieur	0.19 ± 0.04	56	67	180-250		MIPSGAL
N68	PDR	0.07 ± 0.02	49	57	500	4.68	MIPSGAL
	Intérieur	0.27 ± 0.07	59	71	400-500		MIPSGAL
N94	PDR	0.08 ± 0.02	50	58	130	3.75	MIPSGAL
	Intérieur	0.14 ± 0.02	54	63	100-120		MIPSGAL
N107	PDR	0.055 ± 0.01	48	55	500-1000	11.39	MIPSGAL
	Intérieur	0.27 ± 0.01	59	71	100-400		MIPSGAL
Orion		0.25 ± 0.15	59	70			Werner et al. (1976)
M17a		0.19 ± 0.07	56	67			Gatley et al. (1979)
UCHII		$0.12^{+0.10}_{-0.06}$	53	62			Wood & Churchwell (1989)
SNR g11.2-0.3		1.3 ± 0.5	79	102	50-100	2	MIPSGAL
Cas-A		2.05 ± 0.20	87	117		1.5	Hines et al. (2004)

TAB. 3.2 – Rapport 24/70, température de couleur correspondante (pour des émissivités en ν et ν^2) et intensité moyenne à $70 \mu m$ pour les différentes structures de la Nébuleuse de l'Aigle, plusieurs bulles du relevé Galactique de Churchwell et al. (2006), des régions H II fortement excitées et des restes de supernovae.

Une coquille de poussières chaudes

Sommaire

4.1	Ajustement des données	170
4.1.1	Température de couleur	170
4.1.2	Avec le modèle	170
4.2	Source de chauffage	172
4.2.1	Chauffage radiatif	172
4.2.2	Chauffage collisionnel	174
4.3	Hypothèse vents stellaires	176
4.3.1	Indications à partir des luminosités	176
4.3.2	Indications à partir de la pression	176

Pour interpréter l'émission infrarouge observée dans la Nébuleuse de l'Aigle et la température particulièrement élevée de la poussière, deux sources de chauffage des grains sont envisageables : le rayonnement stellaire ou les collisions avec le gaz.

4.1 Ajustement des données

Afin d'interpréter les SEDs mesurées dans la Nébuleuse de l'Aigle, j'ai ajusté ces observations, d'une part à l'aide d'un simple corps noir modifié (émissivité en ν ou ν^2) et d'autre part à l'aide du modèle de poussières présenté à la section 3. Le premier ajustement donne accès à une température de couleur infrarouge lointain que l'on peut relier à une température d'émission des grains émettant à ces longueurs d'onde. Le second ajustement permet de contraindre l'abondance des différentes populations de grains (PAHs, VSGs, BGs) et surtout le champ de rayonnement nécessaire pour produire une telle couleur d'émission.

4.1.1 Température de couleur

La température de couleur de l'émission se déduit de manière quasi immédiate du rapport de couleur 24/70. Je décide d'utiliser deux types d'émissivité pour estimer la dispersion possible de cette température : une émissivité "classique" en ν^2 et une émissivité plus "plate" en ν . Une telle variation de l'émissivité est prévue dans le cadre de certains modèles. Par exemple, Meny et al. (2007) ont développé un modèle d'émission de la poussière dans l'infrarouge lointain et le millimétrique ($\lambda > 100\mu\text{m}$) qui s'appuie sur les propriétés physiques de la structure interne désordonnée des grains de poussière amorphes. Dans le cadre de ce modèle, l'exposant de l'émissivité n'est pas constant et peut atteindre des valeurs proches de l'unité. Des valeurs plus extrêmes, supérieures à 2 ou inférieures à 0 sont également possibles. Je me suis placé dans la limite d'exposant compris entre 1 et 2. Les températures de couleur équivalentes aux mesures effectuées sont données dans la table 3.2. Dans les bulles du plan galactique et les régions UCHII, la température des grains est de l'ordre de 50 à 70 K, comparable à celle mesurée sur les piliers. La température de couleur de la coquille de M16 est plus élevée, entre 80 et 110 K et est comparable à celle mesurée dans les SNRs et correspond à la température attendue dans ce type d'environnement (Dwek 1987).

4.1.2 Avec le modèle

L'ajustement par le modèle a été réalisé de la manière suivante. Tout d'abord, la forme spectrale du champ de rayonnement de l'amas NGC6611 a été obtenu à l'aide du modèle Starburst99⁶ décrit par Leitherer et al. (1999) et Vázquez & Leitherer (2005). Il s'agit d'un modèle de formation stellaire pour lequel nous avons adopté les paramètres suivants, afin de représenter au mieux NGC6611 : amas âgé de 2 millions d'années, possédant une fonction de masse initiale de type Salpeter ($dn/dM \propto M^{-2.35}$) avec une masse minimale de $1 M_{\odot}$ et maximale de $100 M_{\odot}$. La forme spectrale de ce champ de rayonnement est utilisée en tant que donnée d'entrée du modèle

⁶<http://www.stsci.edu/science/starburst99/>

de poussières, après qu'on lui a appliqué un facteur multiplicatif variable. On mesure alors sur les spectres en émission le rapport entre les flux MIPS 24 μm et MIPS 70 μm . Les résultats sont donnés par la figure 4.1 en fonction de l'intensité du champ de rayonnement exprimée en unité de Habing. Cette unité correspond à l'intensité du champ de rayonnement au voisinage solaire, intégrée entre 912 et 2000 Å, soit $1.6 \times 10^{-3} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Dans cette unité, l'intensité du champ de rayonnement de référence que nous utilisons est de 5150. En comparaison, la luminosité des 24 étoiles les plus massives de NGC6611 correspond à $3.4 \times 10^6 L_{\odot}$ ce qui, à une distance de 4 pc (rayon moyen de la coquille), équivaut à une intensité de 2200.

Afin d'obtenir des résultats indépendants de la distribution en taille des poussières, je considère deux cas extrêmes : soit la poussière n'est composée que de VSGs dont la taille maximale est de 15 nm, soit la poussière n'est composée que de BGs dont la taille minimale est de 15 nm. La réalité est très certainement intermédiaire à ces deux cas limites. On constate que pour des champs de rayonnement inférieurs à quelques 10^3 , l'écart entre VSGs et BGs est très net. Le rapport MIPS24/MIPS70 mesuré sur le Pilier principal (0.15 ± 0.03) correspond ainsi à un champ de rayonnement maximal de 2500, en très bon accord avec l'estimation déduite de la composition stellaire de NGC6611. À l'opposé, pour des champs de rayonnement supérieurs à quelques 10^4 , l'écart entre VSGs et BGs est très faible. Lorsque le champ de rayonnement est intense, le taux de photons incidents sur les grains augmente et les VSGs se rapprochent alors d'un état d'équilibre qui caractérise habituellement les BGs. Ainsi, le rapport MIPS24/MIPS70 mesuré pour le filament à 1.28 ± 0.12 (respectivement 1.58 ± 0.20 pour le blob) correspond à un champ de rayonnement de 19600 ± 2600 (respectivement 24200 ± 5100) soit un ordre de grandeur supérieur à ce qui est attendu.

Les SEDs que j'ai obtenues sont plus détaillées qu'un simple rapport MIPS24/MIPS70 et quand bien même cette observable serait une forte contrainte sur le champ de rayonnement incident sur les poussières, les autres points de mesures apportent également des informations intéressantes. Dans le cadre de la mise à jour du modèle de poussières, nous avons développé des outils d'ajustement de SEDs. J'ai appliqué ces outils afin de contraindre les propriétés des poussières et du champ de rayonnement pour le blob et le filament. Le meilleur ajustement obtenu pour le blob est présenté sur la figure 4.2. Les champs de rayonnement utilisés sont ceux déduits de l'ajustement du rapport MIPS24/MIPS70 (forme spectrale déduite de Starburst99, intensité de 24200 en unité de Habing). La conclusion principale que l'on tire de cet ajustement concerne l'abondance des BGs qui devrait être négligeable.

En effet, si l'on considère les abondances "standards" du modèle définies section 4.5 page 85 ($Y_{BG} \sim 7 \times Y_{VSG}$), il est certes possible de reproduire le rapport MIPS24/MIPS70 des observations, mais il est beaucoup plus compliqué de reproduire la SED aux longueurs d'onde comprises entre 10 et 21 μm sans faire appel à une abondance importante de PAHs. Or on sait, d'après les observations spectroscopiques ISOCAM/CVF, que cela n'est pas le cas. La meilleure solution est alors, dans le cadre du modèle, de supprimer la composante BG. L'ajustement est alors très bon jusqu'à des longueurs d'onde inférieures à 8 μm (voir la figure 4.2). Cependant, cette solution n'est physiquement pas envisageable : comment justifier la destruction des grains

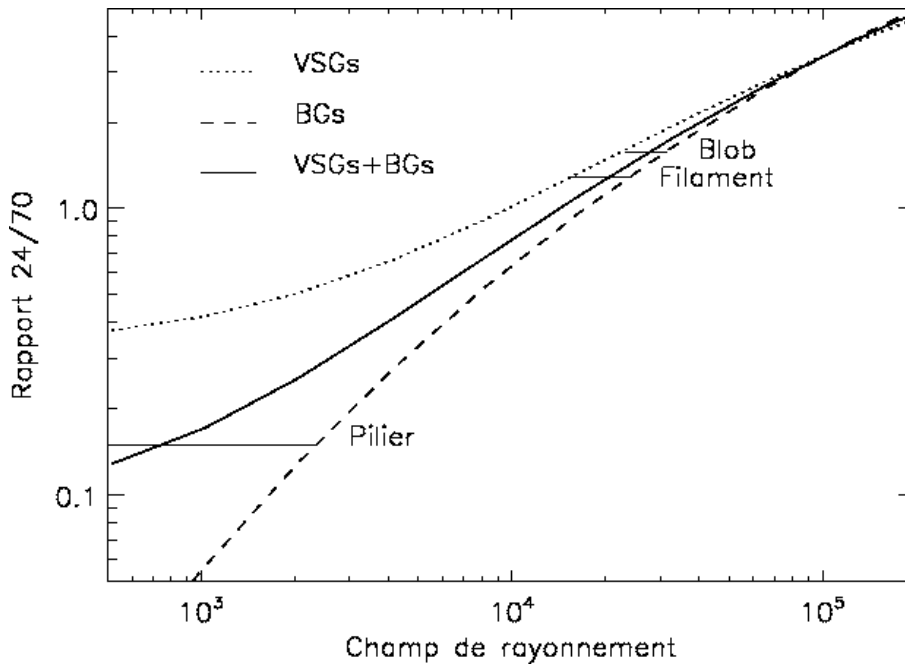


FIG. 4.1 – Évolution prévue par le modèle de poussières du rapport MIPS24/MIPS70 en fonction du champ de rayonnement, pour des VSGs seuls, des BGs seuls ou un mélange BGs+VSGs dans les proportions de référence.

les plus gros et la survie des grains les plus petits ? J'en conclus qu'il est impossible de reproduire la SED de la coquille avec des abondances de poussière réalistes. La deuxième conclusion, encore plus importante, est que le champ de rayonnement requis est trop élevé, quelles que soient les abondances des grains. Interpréter la SED de la coquille dans le cadre du modèle se heurte donc à l'impossibilité de trouver des abondances de grains réalistes.

4.2 Source de chauffage

4.2.1 Chauffage radiatif

Le chauffage de la poussière par le rayonnement des étoiles a été détaillé section 2.2 page 18. Les poussières les plus grandes émettent à une température d'équilibre tandis que les plus petites sont chauffées de manière stochastique.

D'après les ajustements réalisés précédemment, le champ de rayonnement nécessaire pour justifier le rapport 24/70 et la température d'émission des grains de poussières dans les piliers est en bon accord avec le champ de rayonnement produit par l'amas NGC6611. Les poussières contenues dans les piliers semblent donc être chauffées de manière radiative. Par contre, les poussières contenues dans la coquille nécessitent un champ de rayonnement dont l'intensité est un ordre de grandeur supérieur. Une autre source de chauffage est donc requise.

Photons Lyman α

Les photons Lyman α (1215 Å, raie entre les deux premiers niveaux électroniques de l'atome d'hydrogène) sont une source additionnelle de chauffage des grains dans une région H II. Tout photon Ly_α émis dans un milieu suffisamment épais optiquement est normalement réabsorbé par le premier atome d'hydrogène neutre sur son chemin. Cet atome réémet alors un nouveau photon Ly_α qui se propage de la même manière jusqu'à finalement s'échapper du milieu ou être absorbé par un grain de poussière. En réalité, la transition 1s-2s de l'hydrogène est interdite aux faibles densités et elle ne peut avoir lieu que par émission de deux photons. Aux hautes densités, les collisions subies par les atomes d'hydrogène les font passer du niveau 2s au niveau 2p et se désexciter ensuite par émission d'un photon Ly_α . L'énergie amenée par ces photons à la poussière peut s'écrire :

$$\begin{aligned} S_{\text{Ly}\alpha} &= \int n_e \times n_{\text{H}^+} \times a_2 \times h\nu_{\text{Ly}\alpha} dl \\ &= EM \times a_2 \times h\nu_{\text{Ly}\alpha} \end{aligned} \quad (4.1)$$

où EM est la mesure d'émission $\int n_e^2 dl$ et a_2 le coefficient de recombinaison de l'hydrogène pour les niveaux 2 et supérieurs. On suppose alors que toutes les recombinaisons à des niveaux différents du fondamental vont produire un photon Ly_α qui sera absorbé par la poussière. Pour estimer la contribution des photons Ly_α à l'émission infrarouge de poussières, il est donc nécessaire d'obtenir une valeur de la mesure d'émission. Celle-ci peut se déduire de l'intensité des raies du Neon mesurée sur les données ISOCAM/CVF pour le blob de Pilbratt. Willner & Nelson-

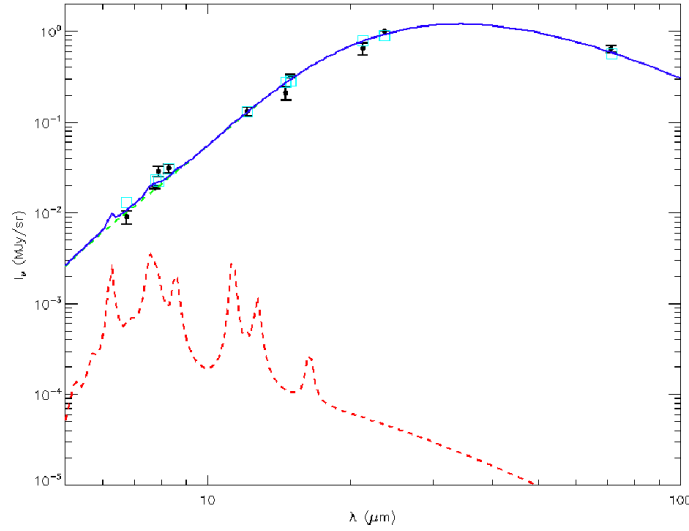


FIG. 4.2 – Ajustement de la SED du blob de Pilbratt par le modèle avec un champ de rayonnement dont l'intensité correspond à celle requise pour justifier le rapport 24/70 du blob de Pilbratt. La totalité de l'émission est bien reproduite par la composante VSG du modèle. La composante PAH est faible. La composante BG est inexistante.

Patel (2002) donnent les rapports calculés entre les deux raies principales du Neon ([Ne II] à 12.8 μm et [Ne III] à 15.6 μm) et la densité du flux à 5 GHz, pour des densités inférieures à la densité critique. En utilisant les relations qui donnent l'émission à 5 GHz en fonction de la mesure d'émission (Reynolds 1992), en se plaçant à une température électronique de 10^4 K, et en supposant que l'intégralité du Neon est soit sous forme de Ne II, soit sous forme de Ne III, on obtient les relations suivantes :

$$F_{NeII}(10^{-6} \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}) = 0.202 \times x_{NeII} \times EM \quad (4.2)$$

$$F_{NeIII}(10^{-6} \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}) = 0.342 \times x_{NeIII} \times EM \quad (4.3)$$

où x_{NeII} et x_{NeIII} sont les abondances respectives en Ne II et Ne III et EM est la mesure d'émission exprimée en pc.cm^{-6} . Bien entendu, l'abondance du Neon se répartit entre ses différents états d'ionisation. On peut cependant faire l'hypothèse raisonnable que, étant données les énergies requises, seules les formes simplement et doublement ionisées sont présentes. Ainsi, la mesure d'émission est donnée par :

$$EM = \frac{1}{x_{Ne}} \times \left(\frac{F_{NeII}}{0.20} + \frac{F_{NeIII}}{0.34} \right) \quad (4.4)$$

avec x_{Ne} l'abondance totale du Neon prise égale à $10^{-4.11}$ par rapport à l'Hydrogène (abondance en phase gazeuse estimée pour Orion par Esteban et al. 1998). Les intensités intégrées des raies à 12.8 et 15.6 μm sont respectivement de l'ordre de 0.06 et 0.1 (en $10^{-6} \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$), ce qui résulte en une mesure d'émission légèrement inférieure à 10^4 pc.cm^{-6} . On estime alors le flux total dû aux photons $\text{Ly}\alpha$ à l'aide de l'équation 4.1. On obtient une valeur de l'ordre de $0.16 \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. En comparaison, la brillance moyenne à 24 μm du blob de Pilbratt est de 1200 MJy/sr. À l'aide du modèle, en utilisant le meilleur ajustement de la SED du blob et en intégrant le spectre de la poussière sur toute la gamme infrarouge, on obtient alors une intensité bolométrique de $2.4 \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ pour l'ajustement sans BGs (l'intensité bolométrique devient $2.7 \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ si l'on cherche un bon ajustement avec un rapport d'abondance BGs/VSGs standard). La contribution des photons $\text{Ly}\alpha$ à l'émission du blob n'est donc que de quelques pour cent.

4.2.2 Chauffage collisionnel

Puisque le chauffage radiatif des grains de poussière ne permet pas d'interpréter les observations infrarouge, nous avons tenté de les expliquer grâce à l'autre processus de chauffage des grains : les collisions avec le gaz.

Lorsque le gaz est chauffé à très haute température, il peut se refroidir via des processus atomiques (émission de photons par le gaz directement) ou via les collisions avec les grains de poussière. Dwek (1987) a comparé ces processus pour différentes compositions du mélange des grains de poussière (voir Fig. 5.7). Pour des températures inférieures à quelques 10^5 K, le

gaz se refroidit le plus efficacement via l'émission de photons par le gaz. Pour des températures supérieures à quelques 10^6 K, la principale voie de refroidissement du gaz est l'émission infrarouge de la poussière, excitée par collisions gaz-grains.

On peut chercher à estimer l'énergie nécessaire au chauffage de la poussière de la coquille. Pour ce faire, on multiplie la pression qui règne dans la coquille, en la supposant peu variable, par le volume de la coquille. La pression est donnée par :

$$\frac{P}{k} \simeq 2n_e T_e \quad (4.5)$$

où n_e et T_e sont les densité et température électronique du gaz. La densité du gaz (électron + proton) est donc donnée par $2n_e$ ⁷. On obtient la densité électronique en écrivant l'équilibre pour la poussière entre taux de chauffage et luminosité émise :

$$\begin{aligned} L_{gr}(a, T_d) &= H(a, T_e) \\ 4\pi a^2 \times \sigma T_d^4 \times \langle Q(a, T_d) \rangle &= \left(\frac{32}{\pi m_e} \right)^{1/2} \times \pi a^2 \times n_e \times (kT_e)^{3/2} \times h(a, T_e) \end{aligned} \quad (4.6)$$

d'après Dwek (1987), avec T_d la température des grains, a leur rayon, $\langle Q(a, T_d) \rangle$ l'absorption de la poussière moyenne et $h(a, t)$ l'efficacité de chauffage des grains par les électrons du gaz. Pour une température des grains comprise entre 50 et 100 K, $\langle Q(a, T_d) \rangle = 5.85 \times T_d^{1.04}$. La densité électronique est donc donnée par :

$$n_e = 23.4 \times \sigma T_d^{5.04} \times \left(\frac{\pi m_e}{32} \right)^{1/2} \times (kT_e)^{-3/2} \times a \times \frac{1}{h(a, T_e)} \quad (4.7)$$

Pour des températures électroniques inférieures à 10^7 K, l'efficacité $h(a, T_e)$ reste proche de l'unité (au-delà, les grains deviennent peu à peu transparents aux électrons). Dans ce cas, on obtient l'expression de n_e suivante :

$$n_e = 465 \times \left(\frac{T_d}{100 \text{ K}} \right)^{5.04} \times \left(\frac{a}{5.10^{-6} \text{ cm}} \right) \times \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right)^{-3/2} \text{ cm}^{-3} \quad (4.8)$$

La taille des grains prise comme référence ($0.05 \mu\text{m}$) est celle qui correspond à une distribution MRN de taille (loi de puissance en -3.5) avec une limite supérieure à $0.25 \mu\text{m}$. Ainsi, la pression moyenne qui règne dans la coquille est donnée par :

$$P/k = 9.3 \times 10^8 \times \left(\frac{T_d}{100 \text{ K}} \right)^{5.04} \times \left(\frac{a}{5.10^{-6} \text{ cm}} \right) \times \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right)^{-1/2} \text{ K.cm}^{-3} \quad (4.9)$$

L'énergie thermique de la coquille (dont le volume est celui d'une sphère de 4 pc de rayon) que l'on en déduit pour une température de poussière de 100 K, une température du gaz de 10^6 K et une taille moyenne des grains de $0.05 \mu\text{m}$ est de 10^{51} erg, ce qui correspond à l'énergie cinétique libérée par une supernova.

⁷En fait, si l'on tient compte de l'ionisation de l'Hélium, la densité totale de particules est donnée par $1.9n_e$.

De nombreux indicateurs (SED, température des grains, énergie nécessaire au chauffage de la coquille) laissent à penser qu'un reste de supernova pourrait exister dans la Nébuleuse de l'Aigle. Avant de détailler cette interprétation dans la section suivante, nous avons d'abord cherché à interpréter nos observations avec les vents stellaires.

4.3 Hypothèse vents stellaires

4.3.1 Indications à partir des luminosités

D'une part, je peux comparer la luminosité de l'amas d'étoiles et celle de la coquille. J'ai donné plus haut la luminosité totale estimée de l'amas NGC6611 : $3.4 \times 10^6 L_{\odot}$. La luminosité bolométrique de la coquille est quant à elle de l'ordre de $10^5 L_{\odot}$. En effet, la brillance moyenne est de 600 MJy/sr à $24 \mu\text{m}$, ce qui correspond à $1.2 \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ qu'il convient ensuite de multiplier par la surface de la coquille. Ainsi, seule une fraction du rayonnement émis par l'amas (quelques pourcents) serait réémise par la coquille. J'en déduis que la coquille est un milieu optiquement mince et qu'elle ne transforme qu'une petite fraction du rayonnement ultraviolet émis par l'amas.

D'autre part, je peux comparer la luminosité mécanique de l'amas à celle de la coquille. D'après les modèles de synthèse stellaire Starburst99, la luminosité mécanique d'un amas d'étoiles est environ 3 ordres de grandeur inférieur à l'énergie qu'il rayonne à 1000 \AA . J'ai utilisé pour cela les courbes du modèle dans le cas d'un amas âgé de 3 à 5 millions d'années et d'une métallicité $Z = 0.008$. La luminosité mécanique de NGC6611 est donc un ordre de grandeur inférieur à la luminosité bolométrique de la coquille. J'en conclus que, quand bien même l'intégralité de la luminosité mécanique serait transformée en rayonnement ultraviolet par des processus atomiques et la totalité de cette énergie ne serait pas un ordre de grandeur inférieur à la luminosité de la coquille, cette dernière ne peut tout simplement pas absorber un tel flux.

Enfin, la luminosité mécanique est de l'ordre de quelques $10^3 L_{\odot}$. En considérant que cette valeur est maintenue par l'amas d'étoiles, il faudrait environ un million d'années pour fournir à la coquille l'équivalent de 10^{51} erg . Étant donné le temps de refroidissement du gaz, que je calcule au chapitre suivant (quelques centaines d'années, voir l'équation 5.8), cela paraît difficilement envisageable.

4.3.2 Indications à partir de la pression

Connaissant la luminosité mécanique de l'amas NGC6611, et en supposant que la pression des vents stellaires est dominée par une dizaine d'étoiles de type O qui éjectent chacune l'équivalent de $10^{-6} M_{\odot}$ par an à une vitesse $V_e = 10^3 \text{ km.s}^{-1}$, il est possible de calculer cette pression (voir les équations 4.10). J'obtiens une valeur de $p/k = 4 \times 10^5 \text{ K.cm}^{-3}$ à une distance de 3 pc de l'amas. Cette pression est environ 3 ordres de grandeurs en-dessous de la pression requise pour justifier nos observations dans M16 et déduite de l'équation 4.9.

$$\begin{aligned} L_{mec} &= \frac{1}{2} \frac{dM}{dt} V_e^2 \\ &= 2\pi R^2 \rho V_e^2 \\ &= 2\pi R^2 P_{mec} V_e \end{aligned} \tag{4.10}$$

On notera, en comparaison, que la pression du gaz mesurée dans des environnements tels que M17 ou la Rosette, où le gaz est chauffé collisionnellement, atteint seulement quelques 10^6 K.cm^{-3} (Townsend et al. 2003). Cette pression reste au moins 2 ordres de grandeurs en-dessous de la pression requise pour rendre compte des observations de M16.

5

L'hypothèse supernova

Sommaire

5.1	Rappels sur les supernovae	180
5.1.1	Un peu d'histoire	180
5.1.2	Données observationnelles	181
5.1.3	Fréquence d'apparition	182
5.1.4	Scénarii de formation	183
5.2	Hypothèse supernova	184
5.2.1	Refroidissement du gaz	184
5.2.2	Interprétation des observations non infrarouges	188

5.1 Rappels sur les supernovae

5.1.1 Un peu d'histoire

Des "étoiles nouvelles" ont été répertoriées depuis près de 2000 ans, le plus souvent par des observateurs chinois. La première supernova clairement identifiée a brillé en l'an 185 et est restée visible environ 20 mois dans la constellation du Centaure. On y détecte aujourd'hui en radio et en rayons X une structure filamentaire et circulaire, nommée RCW86 que l'on interprète comme le reste de la supernova SN185 5.1. Les supernovae historiques les plus célèbres sont, par ordre chronologique :

SN1006 est la supernova la plus brillante jamais observée. Son éclat était supérieur à celui de Venus ou d'un quartier de lune, ce qui la rendait visible en plein jour et lui permettait de produire des ombres en pleine nuit. La figure 5.2 montre le reste de cette supernova en rayons X produits par les particules de hautes énergies (bleu) et par du gaz à une température de l'ordre de 10^6 K (rouge/vert).

SN1054 a également été très brillante : elle est restée visible en pleine journée pendant 23 jours et de nuit, à l'œil nu, pendant 653 jours. Le reste de cette supernova est connu sous le nom de Nébuleuse du Crabe (ou M1 dans le catalogue d'objets de Messier) et est devenu célèbre le jour où l'on y découvrit un pulsar. Cette découverte démontra qu'une supernova pouvait produire une étoile à neutrons en tant que noyau résiduel. La figure 5.3 est une image composite du reste de SN1054 vu par Chandra, Hubble et Spitzer en bleu, vert et rouge respectivement. Le pulsar central, dont la vitesse de rotation est de 30 tours par seconde pour une masse comparable à celle du Soleil et un diamètre d'environ 25 kilomètres, est le point blanc très brillant visible pratiquement au centre de l'image.

SN1572 ou supernova de Tycho, n'a pas été découverte par Tycho Brahé, mais c'est ce dernier qui l'observa en détail et c'est ce qui le poussa à vouer le reste de sa vie à l'astronomie. Le reste de la supernova est présenté sur la figure 5.4, tel qu'il est observé par le télescope Chandra en rayon X. Les couleurs rouge, verte, bleu correspondent aux énergies de 0.95-1.26 keV, 1.63-2.26 keV, 4.1-6.1 keV respectivement.

SN1604 ou supernova de Képler, est la dernière supernova observée dans notre Galaxie. Elle fut plus brillante que toutes les étoiles du ciel nocturne et seulement dépassée par Venus parmi les planètes. La figure 5.5 montre le reste de cette supernova vu par Chandra. En rouge, les rayons X de faible énergie tracent la matière proche de l'étoile, dominée par l'oxygène. En jaune, les rayons X légèrement plus durs montrent essentiellement le fer produit par l'étoile. Le vert est dû à d'autres éléments et représente les rayons X moyens. Enfin, les rayons X les plus durs sont en bleu et montrent le front du choc généré par l'explosion.

Cassiopeia A est un reste de supernova célèbre dont on ne date pourtant qu'approximativement l'explosion. En effet, il n'existe aucune trace d'observations historiques de cette supernova. On estime, d'après des calculs d'expansion, que le progéniteur aurait explosé dans la deuxième moitié du XVII^e siècle. On pense que la supernova n'a pas été observée car

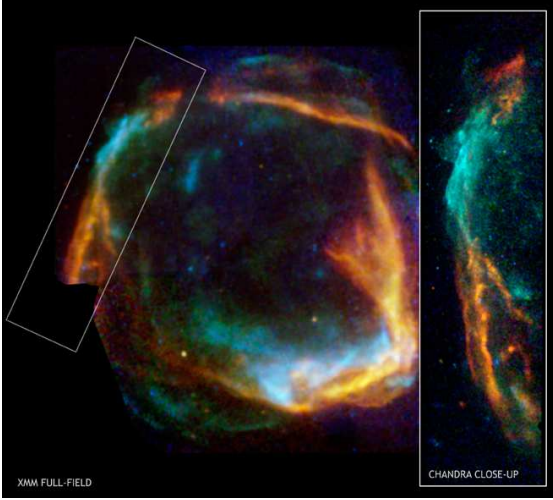


FIG. 5.1 – RCW86, reste de la supernova SN185 vu par XMM et Chandra.

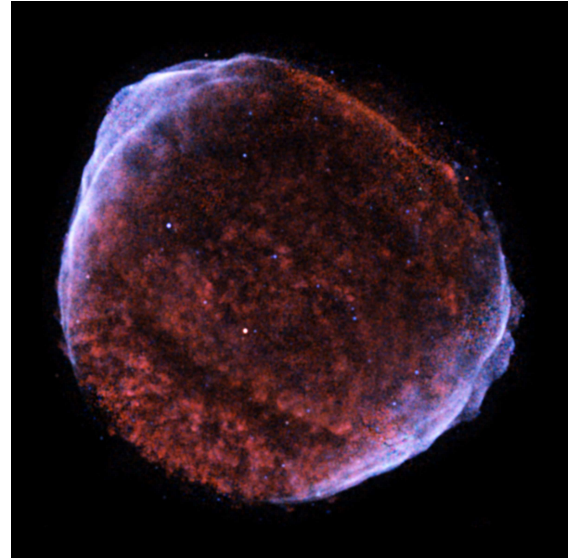


FIG. 5.2 – Reste de la supernova SN1006 vu par Chandra.

son rayonnement visible aurait été suffisamment éteint par la poussière interstellaire. Cela pourrait être dû à un progéniteur particulièrement massif dont la matière, éjectée avant l'explosion, aurait caché l'étoile et absorbé son rayonnement lors de son effondrement. Le reste de cette supernova est visible en rayons X, optique et infrarouge, comme le montre l'image composite Chandra, Hubble, Spitzer de la figure 5.6.

5.1.2 Données observationnelles

Les supernovae peuvent être classées en plusieurs catégories en fonction de leur spectre et de leur courbe de lumière (courbe qui donne la luminosité de la supernova en fonction du temps après son explosion). Les spectres peuvent être pris en absorption pour une SN très jeune lorsque le milieu est opaque au rayonnement (phase photosphérique) ou en émission pour une SN plus âgée lorsque le milieu devient transparent (phase nébulaire).

Les deux classes principales (SN I et SN II) se distinguent par l'absence ou la présence d'hydrogène dans leur spectre. La classe I se subdivise ensuite de la manière suivante :

- Ia** : le spectre comprend des raies du Si II, Fe II, Mg II et Ca II pendant la phase photosphérique. Les raies de Fe II et Fe III dominent le spectre de la phase nébulaire. Cette classe représente environ 80% des SN de classe I.
- Ib** : le spectre de la phase photosphérique est similaire à celui d'une SN Ia, à ceci près que le Si en est absent (raie à 615.0 nm) et l'He présent (raie à 587.6 nm). Pendant la phase nébulaire, on retrouve un spectre analogue à celui d'une SN II, donc avec les éléments N, C, O, Na et Mg mais bien entendu sans H.

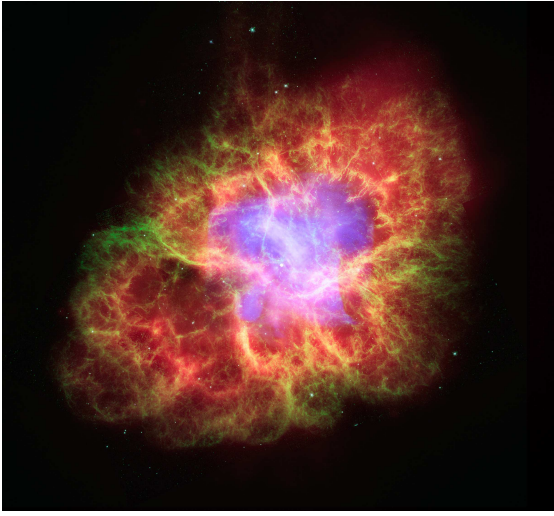


FIG. 5.3 – Reste de la supernova SN1054, également appelé Nébuleuse du Crabe ou M1, vu par Chandra (bleu clair), Hubble (bleu foncé et vert) et Spitzer (rouge).

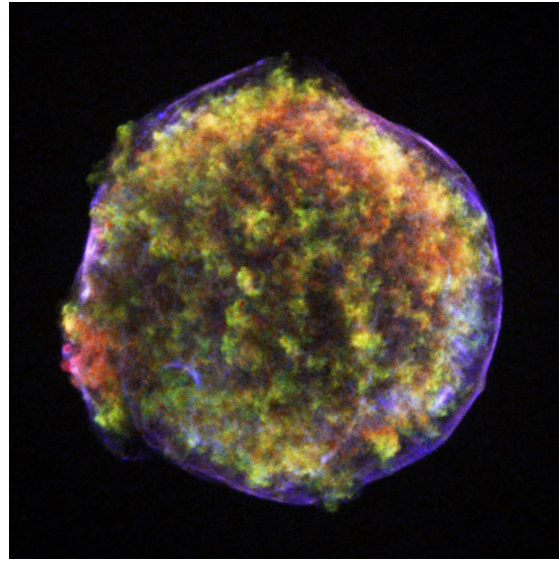


FIG. 5.4 – Reste de la supernova de Tycho SN1575 vu par Chandra.

Ic : ce type de SN regroupe les SN I qui ne sont ni SN Ia (pas de raie de Si II) ni SN Ib (faible raie de He I). Certaines SN Ic présentent des raies très larges et une luminosité élevée : les hypernovae.

Le spectre d'une SN de classe II est dominé par les raies de l'hydrogène (série de Balmer, raie H_α) qui présentent généralement un profil caractéristique d'un milieu en expansion sphérique (profil P-Cygni). Peu après l'explosion, les raies du Fe apparaissent puis celles de nombreux autres éléments (oxygène, calcium, magnésium ...). La classe II se subdivise en deux sous catégories, selon l'allure de la courbe de lumière :

II-P : (P pour plateau) la courbe de lumière présente un maximum suivi d'un plateau sur une durée d'environ 1 mois, avant de décroître à nouveau. Approximativement 70% des SN II seraient de ce type.

II-L : (L pour linéaire) la courbe de lumière présente un maximum suivi directement d'une décroissance régulière (exponentielle avec le temps donc linéaire en magnitude).

Les SN Ia représentent la classe la plus homogène du point de vue observationnel (spectre et courbe de lumière). Leur luminosité maximale, qui est la plus importante de tous les types de SN, est également très similaire d'une SN Ia à une autre. On utilise donc souvent ce type de SN comme indicateurs de distance cosmologique.

5.1.3 Fréquence d'apparition

On mesure généralement la fréquence d'apparition des supernovae dans une galaxie en SNU (1 SNU = 1 supernovae par $10^{10} L_{B\odot}$ et par siècle). Ce taux varie entre 0.2 et 1.5 selon le type

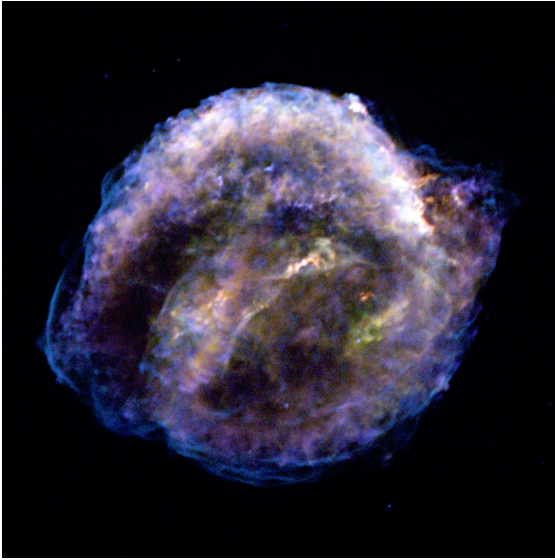


FIG. 5.5 – Reste de la supernova de Képler SN1604, vu par le satellite Chandra.

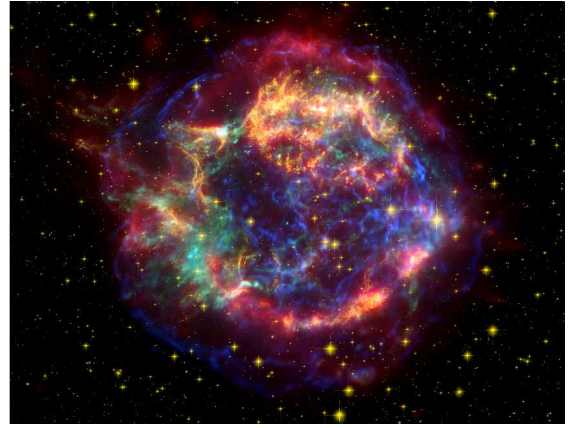


FIG. 5.6 – Reste de la supernova non datée Casiopeia A, vu par Chandra (bleu et vert), Hubble (jaune) et Spitzer (rouge).

de galaxies. On n’observe pas de corrélation entre SN Ia et SN Ib, tandis que SN II et SN Ib semblent globalement corrélées dans un rapport SN II/SN Ib ~ 4 . Cela reflète simplement la différence de mécanismes menant à l’explosion d’une supernova de type SN Ia d’un côté et SN II ou SN Ib d’un autre côté. La classification des SN relève donc de certaines observations et de l’histoire de l’astronomie, et non de la physique à l’origine de leur explosion.

5.1.4 Scénarii de formation

On admet aujourd’hui que les supernovae de type II, Ib et Ic se forment par effondrement gravitationnel du coeur d’une étoile massive ($> 10 M_{\odot}$) en un objet compact de type étoile à neutrons ou trou noir. La différence entre les types de SN s’explique par la diversité du progéniteur. Le mécanisme des SN Ia repose sur l’explosion thermonucléaire d’une naine blanche qui atteint sa masse critique par accréation de matière au sein d’un système binaire. Cette masse critique, dite de Chandrasekhar, est la même pour toutes les naines blanches, ce qui explique la grande homogénéité de la classe SN Ia. Dans ce cas, il n’y a pas de résidu.

Lorsqu’une étoile massive ($M > 8 M_{\odot}$) arrive en fin de vie, elle commence par éjecter de la matière dans ses vents. Au moment de son explosion en supernova, l’étoile éjecte une grande partie de sa masse à très grande vitesse dans le milieu environnant. Ces éjecta rencontrent donc tout d’abord la matière circumstellaire libérée dans les vents puis la matière interstellaire. Il se forme donc un reste ou rémanent de supernova qui est simplement une coquille creuse au centre de laquelle on trouve une étoile à neutrons ou un trou noir. Si la supernova résulte de l’explosion d’une naine blanche par accréation de matière de son compagnon, les éjecta ne rencontrent que la matière interstellaire puisqu’il n’y a pas eu de vents émis par l’étoile, et il ne reste aucun résidu.

L’énergie cinétique totale libérée par une supernova est d’environ 10^{51} erg dans les deux

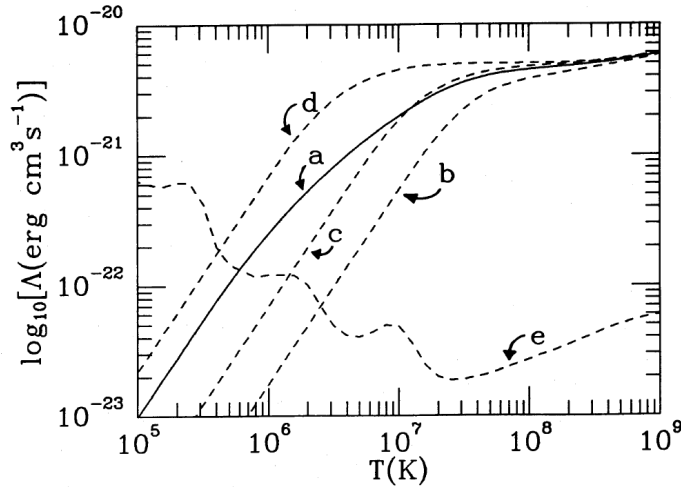


FIG. 5.7 – Fonctions de refroidissement du gaz via les collisions gaz-grains (a,b,c,d : pour différentes compositions de grains) et via les processus atomiques (e). D'après Dwek (1987).

cas. Pour une SN Ia, cela représente la quasi-totalité de l'énergie libérée puisque 1% seulement est libéré sous forme de rayonnement. Pour une SN II ou SN Ib, 99% de l'énergie est libérée sous forme de neutrinos (10^{53} erg), 1% sous forme cinétique et 0.1% seulement sous forme de rayonnement.

5.2 Hypothèse supernova

Dans le chapitre précédent, j'ai montré que la pression et l'énergie requises pour interpréter nos données sont compatibles avec la présence d'une supernova au sein de la Nébuleuse de l'Aigle. Je vais maintenant tâcher de montrer que la brillance infrarouge mesurée est également en accord avec cette interprétation. Pour cela, nous allons voir qu'il est nécessaire d'introduire le temps caractéristique de refroidissement du gaz et l'âge de la supernova. Je passerai ensuite en revue les autres observations disponibles sur la Nébuleuse de l'Aigle (rayons X, ondes radio ...).

5.2.1 Refroidissement du gaz

Écrivons la conservation de l'énergie :

$$\frac{v}{\gamma - 1} \frac{dP}{dx} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P \frac{dv}{dx} = -\rho L \quad (5.1)$$

où v est la vitesse du choc et L la fonction de refroidissement par unité de masse. Dans le cas isobare avec ρv constant et $\gamma = 5/3$, on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{5}{2} P \frac{dv}{dx} = -\rho L \\ \rho \frac{dv}{dx} + v \frac{d\rho}{dx} = 0 \\ T \frac{d\rho}{dx} + \rho \frac{dT}{dx} = 0 \end{cases} \quad (5.2)$$

On définit alors une distance et un temps caractéristiques de refroidissement L_{cool} et t_{cool} :

$$\frac{1}{L_{cool}} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} \quad (5.3)$$

$$\frac{1}{t_{cool}} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} \quad (5.4)$$

En combinant les équations du système 5.2 avec l'équation 5.3, on obtient l'expression de la vitesse du choc $v(x) = v_0 \exp(-x/L_{cool})$. Le temps caractéristique de refroidissement s'exprime donc $t_{cool} = L_{cool}/v_0$.

Enfin, en intégrant la première équation du système 5.2, on obtient l'expression du rayonnement par unité de surface produit par le refroidissement du gaz choqué :

$$\begin{aligned} B_S &= \int \rho L dx \\ &= - \int \frac{5}{2} P dv \\ &= \frac{5}{2} \times P_S \times v_0 \times (1 - \exp(-t/t_{cool})) \end{aligned} \quad (5.5)$$

avec P_S la pression post-choc et $v_0 = v_{SN}/4$ pour $\gamma = 5/3$ (gaz parfait), v_{SN} étant la vitesse post-choc donnée, via la température électronique post-choc, par :

$$V_{SN} = \sqrt{\left(\frac{16}{3} \times kT_e/\mu\right)} \quad (5.6)$$

où μ est la masse moyenne par particule du gaz. Dans un milieu ionisé comme l'intérieur de la coquille, le poids moyen d'une particule est de 0.6 fois la masse du proton. Pour une température électronique de 10^6 K (respectivement 10^7 K), la vitesse post-choc est de 270 km.s^{-1} (respectivement 860 km.s^{-1}). Faisons l'hypothèse que $t_{cool} < t$. Avec la pression post-choc donnée par l'équation 4.9 ($9.3 \times 10^8 \text{ K.cm}^{-3}$), le rayonnement par unité de surface est de $2.2 \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$, soit en très bon accord avec la brillance du blob de Pilbratt ($2.4 \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$). En fait, dans l'équation 4.6, d'où je déduis l'expression de la pression, j'ai considéré que l'efficacité du chauffage $h(a, T_e) = 1$, ce qui est une approximation. En tenant compte de la variation de l'efficacité en fonction de la température, $B_S = 2.5 \pm 0.3 \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

Il apparaît donc clairement que la luminosité infrarouge de la coquille ne peut être expliquée qu'à une condition : le temps de refroidissement du gaz doit être suffisamment court, relativement à l'âge de la supernova. Je vais maintenant exprimer cette condition et la relier aux conditions physiques du milieu interstellaire dans lequel s'est produite la supernova.

Temps de refroidissement

Le temps de refroidissement du gaz est donné par la relation suivante, qui découle de l'égalité entre l'énergie apportée par le gaz via les collisions et l'énergie rayonnée par la poussière :

$$\begin{aligned}\frac{5}{2}n_{\text{tot}} kT_e &= \Gamma m_{\text{dust}} t_{\text{cool}} \\ \Rightarrow t_{\text{cool}} &= \frac{5}{2} \times 2.3 kT_e / (\Gamma m_p x_d)\end{aligned}\quad (5.7)$$

où Γ est le taux de chauffage des grains par unité de masse via leurs collisions avec le gaz et x_d le rapport massique poussière sur hydrogène (1% dans le voisinage solaire). Le facteur 2.3 vient de la densité totale de particules exprimée par rapport à la densité de protons dans le cas d'un milieu totalement ionisé (chaque atome d'hydrogène apporte un proton et un électron, chaque atome d'hélium apporte 1 noyau d'hélium et 2 électrons, avec une abondance de l'hélium de 10% celle de l'hydrogène).

Le taux de chauffage des grains peut être estimé en considérant un mélange de graphites et silicates (respectivement 30 et 70 % en masse) dont les températures sont voisines de 90 K. Les propriétés physiques des grains⁸ permettent de calculer le spectre d'émission de ce mélange. On cherche alors par itération la quantité de chauffage nécessaire pour que le rapport d'émission 24/70 soit celui observé. Le taux de chauffage obtenu est $\Gamma = 3 \times 10^6 \text{ erg.s}^{-1}.\text{g}^{-1}$. Le temps de refroidissement s'exprime donc de la manière suivante :

$$t_{\text{cool}} = 500 \times \frac{T_e}{10^6 \text{ K}} \times \frac{0.01}{x_d} \text{ années} \quad (5.8)$$

Âge de la supernova

Si l'on cherche à exprimer une énergie à l'aide d'un temps, d'un rayon et d'une densité, on obtient la grandeur sans dimension suivante :

$$\xi = r_{SN} \times \left(\frac{\rho}{E_{SN} t_{SN}^2} \right)^{1/5} \quad (5.9)$$

où ρ est la masse volumique du milieu, r_{SN} le rayon du SNR et t_{SN} et E_{SN} l'âge et l'énergie de la supernova. On peut donc exprimer le rayon et la vitesse d'un SNR :

$$r_{SN} = \xi_0 \times (E_{SN} t_{SN}^2 / \rho)^{1/5} \quad (5.10)$$

$$V_{SN} = \frac{dr_{SN}}{dt} = \frac{2}{5} \times \xi_0 \times (E_{SN} / \rho t_{SN}^3)^{1/5} \quad (5.11)$$

L'expansion de la supernova se fait donc à énergie constante : $\rho \times r_{SN}^3 \times V_{SN}^2 = \text{constante}$. Je fais référence ici à l'énergie thermique : le gaz choqué par l'explosion ne se refroidit pas. Le facteur $\xi_0 = 1.17$ pour $\gamma = 5/3$.

On peut également exprimer l'âge de la supernova en fonction de ses caractéristiques physiques :

⁸Nous avons pris celles de Bruce T. Draine, Dept. of Astrophysical Sciences, Princeton University : <http://www.astro.princeton.edu/~draine/dust/dust.diel.html>

$$t_{SN} = 0.28 \times V_{SN}^{-5/3} \times \left(\frac{E}{\rho}\right)^{1/3} \quad (5.12)$$

ou plus simplement, de manière indépendante de l'énergie de la supernova et de la densité du milieu :

$$\begin{aligned} t_{SN} &= \frac{2}{5} \times \frac{r_{SN}}{V_{SN}} \\ &= 5800 \times \left(\frac{T_e}{10^6 \text{ K}}\right)^{-0.5} \text{ années} \end{aligned} \quad (5.13)$$

dans le cas de M16, car le rayon de la coquille est de 4 pc et sa vitesse d'expansion est donnée par la relation 5.6. L'âge de la supernova est ainsi compris entre 1800 et 5800 ans pour des températures électroniques comprises entre 10^6 et 10^7 K.

Si l'on souhaite maintenant exprimer la condition sur la densité du milieu afin d'avoir un SNR dans sa phase radiative, la condition est $t_{SN} > t_{cool}$, ce qui se réécrit, en remplaçant T_e par son expression en fonction de n_e (voir l'équation 4.8) :

$$n_1 > 12 \times X_d^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (5.14)$$

où n_1 est la densité d'hydrogène pré-choc ($n_1 = n_e/(4 \times 1.2)$) et X_d est le rapport massique gaz sur poussière normalisé au voisinage solaire. Si l'on considère que seule une partie de la poussière est détruite (Dwek et al. 1996) et que l'on pose $X_d \gtrsim 0.5$, la contrainte sur la densité pré-choc est $n_1 \gtrsim 20 \text{ cm}^{-3}$. Si l'interprétation de la supernova est confirmée, celle-ci aurait donc rencontré un milieu très dense qui aurait accéléré le refroidissement de gaz tout en produisant une forte émission infrarouge. De plus, une telle densité pré-choc, associée à une température du milieu interstellaire de l'ordre de 10^4 K, correspond à une pression de l'ordre de quelques 10^5 K.cm^{-3} , ce qui est comparable à la pression des vents stellaires de l'amas NGC6611.

D'après nos estimations, cette supernova aurait donc eu lieu il y a moins de 5800 ans. Dans ce cas le moins idéal, aucun témoignage d'une telle observation n'existe. Dans le meilleur des cas, si l'évènement a eu lieu il y a environ 2000 ans, il aurait pu être répertorié dans les relevés historiques chinois. Nous avons pris contact avec Jean-Marc Bonnet-Bidaud, chercheur au département d'astrophysique du Commissariat à l'Énergie Atomique, qui travaille sur les événements cosmiques relatés par les civilisations anciennes. Nos premières estimations de l'âge de la supernova étant comprises entre 1000 et 2000 ans, deux "étoiles invitées" - pour reprendre la traduction habituelle des registres chinois - pouvaient correspondre à la Nébuleuse de l'Aigle. L'une est datée de -48 et située à 18 degrés, l'autre est datée de 1011 et située à 14 degrés. Aucune n'est donc exactement au bon endroit et, même si les astronomes chinois pouvaient commettre des "erreurs" d'une dizaine de degrés, la coïncidence est moyennement convaincante. Dans le cadre de ces premières estimations, nous avons donc envisagé l'hypothèse d'une supernova qui serait passée inaperçue aux yeux de nos ancêtres. Un précédent existe : Cassiopeia A, dont l'étoile progénitrice aurait explosé vers 1670 et dont le rayonnement visible aurait été absorbé par la

poussière interstellaire située sur la ligne de visée. Nous avons alors suggéré que le même phénomène s'était produit pour l'hypothétique supernova de l'Aigle. Cela était d'autant plus crédible que nous décrivions un milieu inhabituellement dense en gaz et poussières. Maintenant que nous avons revu patiemment les chiffres, l'âge de la supernova pourrait être de près de 6000 an, soit bien avant les premiers relevés historiques.

5.2.2 Interprétation des observations non infrarouges

Lorsque j'ai présenté pour la première fois notre interprétation des données infrarouges de la Nébuleuse de l'Aigle à un colloque (209^e meeting de l'AAS (*American Astronomical Society*), 8 Janvier 2007, Seattle, WA), nous n'en étions qu'aux balbutiements de notre analyse et j'ai donc fait face au scepticisme des spécialistes des SNRs. Leur principale critique portait sur l'absence d'émission en rayons X. Le gaz chauffé par le choc de l'explosion atteint généralement des températures supérieures à 10^7 K. Il émet donc une grande quantité de rayons X durs. Nos premières estimations de la température du gaz laissaient place au doute sur ce point. Depuis, notre analyse s'est précisée et je vais détailler ci-après les raisons pour lesquelles l'émission en rayons X et en radio serait faible. Je commenterai également les données du relevé WHAM (*Wisconsin H-Alpha Mapper*, Haffner et al. 2003) qui pourraient nous renseigner sur la vitesse du choc dans le gaz.

Rayons X

Récemment, Linsky et al. (2007) ont publié les premières données haute-résolution obtenues avec l'observatoire rayons-X Chandra sur la Nébuleuse de l'Aigle. Ces données couvrent un champ de $17'$ de côté centré sur l'amas NGC6611 et contient les Piliers de la Création et la majeure partie de la région interne de la nébuleuse. Ils y ont détecté plus de 1000 sources X, presque toutes membres de l'amas NGC6611, ce qui en fait l'une des concentrations les plus élevées jamais observée. Les sources à proximité des piliers correspondent à des YSOs et autres proto-étoiles enfouies dans les nuages moléculaires. Ces jeunes objets tracent la formation d'une nouvelle génération d'étoiles. En outre, les EGGs n'émettent pas en rayons-X, ce qui laisse penser qu'ils ne contiennent pas de YSOs ou que les YSOs qui s'y cachent sont dans des états d'évolution peu avancée et ne sont pas encore des sources X actives.

Ce qui nous intéresse dans l'émission X, ce ne sont pas les sources ponctuelles, mais l'émission étendue provenant du gaz chaud. En filtrant l'émission des objets peu étendus dans les données Chandra et en lissant l'image résultante à une résolution de $40''$, une faible émission diffuse est visible au niveau de la coquille, avec une taille caractéristique de $5'$. Afin de mesurer avec précision l'intensité d'une telle émission, une soustraction plus soignée est nécessaire. Le fait d'obtenir une limite supérieure à l'émission en rayons X permettrait de contraindre la température du gaz et de tester ainsi notre interprétation.

Le satellite XMM-Newton de l'Agence Spatiale Européenne a pour avantage d'être plus sensible aux rayons X mous que Chandra. Nous envisageons donc de soumettre une demande de

temps d'observation sur la Nébuleuse de l'Aigle avec cet instrument lors du prochain appel à proposition.

Ondes radio

Nous avons regardé les relevés Galactiques en ondes radio des observatoires de Effelsberg (à 11cm, 2.7 GHz) et Parkes (à 6cm, 5GHz). La résolution de ces relevés ($\sim 4'$) ne permet pas d'étude spatialement détaillée de la Nébuleuse de l'Aigle. Le rapport d'intensité entre ces deux cartes permet cependant de savoir si l'émission radio est dominée par les processus thermiques du gaz ionisé ou par le synchrotron.

D'une part, l'émission radio synchrotron est en loi de puissance :

$$I(\nu) \propto \nu^{\frac{-\gamma+1}{2}} \quad (5.15)$$

où γ est l'exposant de la loi de puissance qui régit la distribution en énergie des électrons :

$$n_e(E) \propto E^{-\gamma} \quad (5.16)$$

Dans la Galaxie, le spectre des électrons cosmiques a un exposant $-\gamma \simeq -2.5$ ce qui correspond à un indice spectral de l'ordre de -0.75 pour l'émission synchrotron.

D'autre part, l'émission thermique est donnée par $I_\nu = \tau_\nu B_\nu(T_e)$. Dans la limite de Rayleigh-Jeans, l'épaisseur optique s'écrit :

$$\tau_\nu = 8.235 \times 10^{-2} \times \left(\frac{T_e}{1 \text{ K}}\right)^{-1.35} \times \left(\frac{\nu}{1 \text{ GHz}}\right)^{-2.1} \times \left(\frac{EM}{1 \text{ pc.cm}^{-6}}\right) \times a(\nu, T_e) \quad (5.17)$$

où $a(\nu, T_e)$ est une correction voisine de l'unité. L'intensité de l'émission thermique dépend donc de la fréquence avec un exposant -2.1.

Il est donc aisé de déterminer quelle est la composante dominante de l'émission radio. Dans le cas de la Nébuleuse de l'Aigle, nous avons utilisé les données des relevés Galactiques à 11 cm du Radiotélescope d'Effelsberg et à 6 cm de l'Observatoire de Parkes. L'émission radio est dominée par l'émission thermique du gaz ionisé. La contribution du synchrotron à 11 cm a été estimée à 5 K au pic, soit 20% de l'émission totale à cette longueur d'onde. L'émission synchrotron est donc de l'ordre de $2 \times 10^{-20} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. Si l'on essaie de placer la coquille de M16 dans les diagrammes qui représentent les flux radios observés dans des SNRs en fonction de leur taille (Berkhuijsen 1986; Asvarov 2006), elle se place à la limite de la dispersion des autres points, vers les petites tailles et faible flux radio (voir Fig. 5.8). Cet "écart" peut s'expliquer par la densité élevée du milieu pré-choc.

Discussion sur les données X et radio

L'absence d'émission X et radio telle qu'on les détecte habituellement dans les SNRs pourrait être un corollaire de la forte émission infrarouge. En effet, comme je l'ai déjà mentionné plus

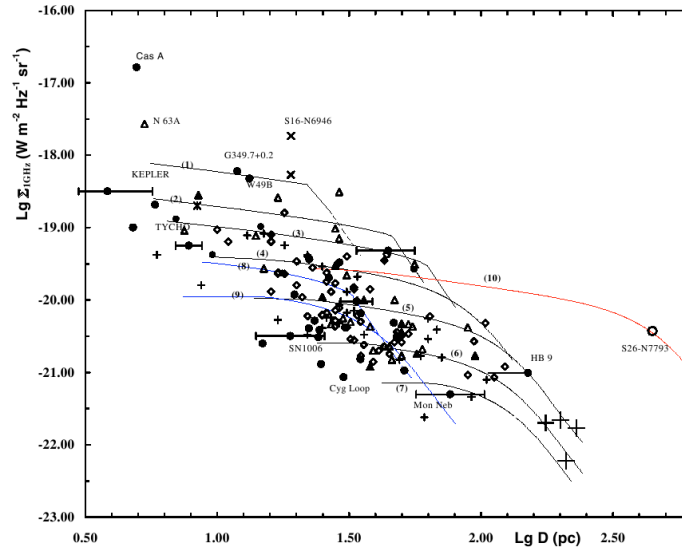


FIG. 5.8 – Diagramme qui représente le flux radio à 1 GHz de 158 candidats SNRs en fonction de leur diamètre. Différentes évolutions théoriques prévues par un modèle sont également tracées. D'après Asvarov (2006).

haut, la coquille aurait refroidi très rapidement et le gaz aurait donc atteint des températures suffisamment basses pour ne plus émettre dans les rayons X les plus durs. Seuls des rayons X relativement mous seraient encore émis, mais ces derniers font face à une extinction élevée qui les rend quasiment indétectables à cette distance.

Par comparaison, la luminosité infrarouge de la coquille de M16 est 10 fois plus élevée que celle de Cassiopeia A, et 100 fois plus élevée que celle du SNR 1E 0102.2-7219 détecté dans le Petit Nuage de Magellan (SMC) par Stanimirović et al. (2005). Cette dernière a une taille comparable à celle de la Nébuleuse de l'Aigle, mais le milieu dans lequel le choc s'est propagé était nettement plus diffus et contenait moins de poussière (métallicité plus faible dans le SMC). Comme je l'ai montré précédemment, pour une énergie et un rayon donné, la vitesse du choc est proportionnelle à $\rho^{-0.5}$ et la température post-choc est donc inversement proportionnelle à la densité. Dans la Nébuleuse de l'Aigle, ces deux grandeurs seraient donc inférieures à celles habituellement observées dans d'autres SNR d'âge et/ou de taille similaire, d'autant plus que le SNR serait déjà entré dans sa phase radiative. En conséquence, relativement à d'autres SNR, l'émission en rayons X de M16 sera décalée vers les grandes longueurs d'onde qui sont plus efficacement absorbées par la matière située sur la ligne de visée. Enfin, le refroidissement rapide du gaz choqué peut également réduire la production d'électrons relativistes. Asvarov (2006) prédit avec son modèle que l'émission radio d'un SNR chute rapidement lorsqu'il entre dans sa phase radiative car l'injection d'électrons de haute énergie à l'origine de l'émission synchrotron cesse au début de cette phase. La découverte de SNR n'émettant pas en radio (*radio quiet*) viendrait ainsi étayer ses prédictions. Mavromatakis et al. (2005) et Koo et al. (2006) ont récemment présenté deux candidats SNRs "radio quiet". Le nombre de ces objets devrait être important puisque

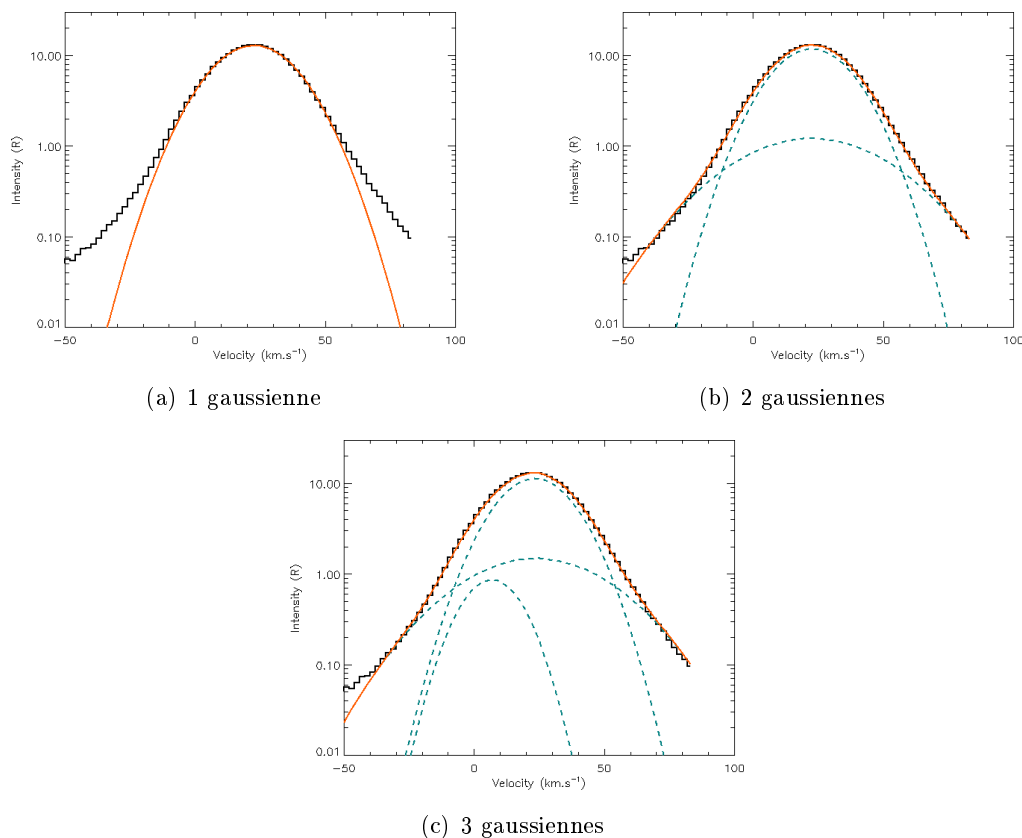


FIG. 5.9 – Spectre des données WHAM centré sur la Nébuleuse de l’Aigle dont on a soustrait la moyenne des 6 plus proches voisins (*histogramme*) et ajustement (*trait continu rouge*) par une ou plusieurs composantes gaussiennes (*tirets verts*).

l’évolution des SNRs dans leur phase radiative se fait très lentement.

Les relevés en vitesse

L’une des caractéristiques d’un SNR est qu’il s’agit d’une bulle de gaz en expansion. En conséquence, il est possible de détecter ce mouvement dans des données spectroscopiques de résolution spectrale suffisamment fine. Des observations H_α et $[O\ III]$ montraient la présence de variations dans la vitesse de turbulence du gaz ionisé. Des relevés à haute résolution spectrale ont révélé des différences de vitesse de l’ordre de 14 km.s^{-1} entre matière ionisée et neutre (Courtes et al. 1962). Les profils de la raie de $[O\ III]$ mesurés au niveau des Piliers de la Création présentent également une séparation en deux composantes décalées de $\sim 20\text{ km.s}^{-1}$. Cet écart pourrait là aussi s’interpréter par le flot de matière ionisée qui s’évapore de la surface des colonnes de matière neutre (Elliott & Meaburn 1975; Elliott et al. 1978). Cependant, les observations de 85 raies de recombinaison de l’hydrogène et de l’hélium par Higgs et al. (1979) montrent la présence d’une deuxième composante en vitesse qui n’est pas liée à ce flot. Cette deuxième composante, où l’hydrogène et l’hélium sont tous deux ionisés, est caractérisée par une vitesse supérieure de

$\sim 10 \text{ km.s}^{-1}$ à la première composante. Elle pourrait être liée à un mouvement d'ensemble que l'on mesure sur certaines étoiles de NGC6611 et qui prendrait son origine dans la formation même de l'amas.

J'ai utilisé des données plus récentes afin de caractériser ces composantes en vitesse. Le relevé WHAM (*Wisconsin H-Alpha Mapper*, Haffner et al. 2003) a été réalisé au Kitt Peak, en Arizona, par l'instrument dont il porte le nom. Ces observations constituent le premier relevé résolu en vitesse de l'émission H_α pour l'hémisphère nord, avec une résolution spatiale de 1° . Les spectres couvrent une fenêtre de 4 \AA autour de la raie H_α , ce qui correspond à une plage en vitesse de 200 km.s^{-1} , avec une résolution de $8 \text{ à } 12 \text{ km.s}^{-1}$. J'ai analysé les données WHAM disponibles au niveau de la Nébuleuse de l'Aigle. J'ai sélectionné le spectre centré sur M16 (spectre "ON") et j'ai utilisé la moyenne des 6 spectres les plus proches comme référence "OFF" (voir les détails sur la stratégie du relevé dans Haffner et al. 2003). Le spectre résultant de la différence "ON-OFF", visible sur la figure 5.9, présente un large profil centré vers 23 km.s^{-1} , ce qui correspond à la vitesse d'ensemble de la matière qui compose la Nébuleuse par rapport à la Terre. Ce qui nous intéresse ici est la largeur de chacune des composantes de ce profil.

J'ai donc ajusté ce spectre à l'aide de une ou plusieurs composantes gaussiennes (voir Fig. 5.9). Si l'on cherche une seule composante en vitesse, on se rend immédiatement compte d'une différence importante sur les ailes du spectre (voir Fig. 5.9(a)). L'ajustement par deux composantes en vitesse donne de bien meilleurs résultats (voir Fig. 5.9(b)). La première composante, qui domine l'émission H_α , correspond à une largeur (FWHM) de 32.6 km.s^{-1} , centrée vers 22.5 km.s^{-1} . La seconde composante est celle qui permet de reproduire les ailes du profil observé : centrée également vers 22.5 km.s^{-1} , sa largeur (FWHM) est de 62.8 km.s^{-1} .

Si l'on cherche une éventuelle troisième composante (voir Fig. 5.9(c)), cette dernière est décalée par rapport aux deux principales, centrée vers 6.7 km.s^{-1} et large (FWHM) de 24.4 km.s^{-1} . Elle n'affecte que peu les 2 autres composantes dont les positions respectives sont alors de 23.3 et 23.7 km.s^{-1} avec des largeurs (FWHM) de 31.0 et 60.1 km.s^{-1} . Il semble donc relativement clair qu'une seconde composante en vitesse est présente au sein de M16, caractérisée par une dispersion deux fois plus importante que la composante principale.

Cependant, il est difficile de conclure et ce, pour plusieurs raisons. D'une part, une ligne de base est soustraite des données. Cette étape du traitement des données reste inaccessible à l'utilisateur, tant sur la forme de cette ligne de base (constante ou droite) que sur son intensité. D'autre part, il est légitime de se demander ce que l'on détecte exactement sur ces observations : les ejecta ou le gaz interstellaire choqué et/ou photo-ionisé ?

Dans le but de mesurer la vitesse du gaz choqué dans la coquille de M16, nous avons cherché à savoir si d'autres mesures en vitesses avaient été réalisées. En réalité, très peu d'observations de la Nébuleuse de l'Aigle s'intéressent à d'autres régions que les Piliers de la Création. Le principal centre d'intérêt de M16, et j'étais le premier à le penser en me rendant au SSC l'an passé, réside pour la communauté scientifique dans ces pouponnières d'étoiles. Nous avons donc réfléchi à la possibilité d'obtenir du temps d'observation, par exemple à l'Observatoire de Haute Provence, à l'aide de l'instrument Aurélie. L'objectif serait de mesurer la vitesse de déplacement

de la raie d'émission de H_α . Pour cela, nous avons pris le blob de Pilbratt comme référence. Ce dernier correspond à une mesure d'émission $EM \simeq 10^4 \text{ pc.cm}^{-6}$. J'en déduis l'intensité du blob à 656.2 nm, d'après Reynolds (1992) : $10^{-3} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ce qui correspond à $1.8 \times 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ dans l'ouverture d'Aurélie (3 "). Pour une raie dont la largeur serait de l'ordre de 100 km.s^{-1} , je calcule l'intensité du blob : $1.2 \times 10^{-27} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$. Compte tenu de l'extinction d'avant plan ($A_V \sim 3.2$), la magnitude visuelle du blob serait alors de 13.8. Pour atteindre un rapport signal sur bruit de 200, sur une source de magnitude visuelle 6.5, il faut un temps d'intégration de 90 minutes (voir par exemple Monier 2005). Une telle observation ne peut donc pas être effectuée à l'Observatoire de Haute Provence. Une demande de temps sur le VLT semblerait plus appropriée.

6

Le destin des Piliers de la Création

Sommaire

6.1	Constat sur la morphologie	196
6.2	Formation des piliers par le choc principal de la supernova . . .	197
6.3	Choc en retour	199

En décembre 2006, lorsque nous avons préparé la conférence de presse du 209^e meeting de l'AAS (*American Astronomical Society*), la question qui me revenait sans cesse concernait le devenir des Piliers de la Création. Une partie du personnel du Centre Spatial Spitzer éprouvait en fait une certaine joie en imaginant que "leur" satellite détruisait la fameuse découverte du Télescope Spatial Hubble. Je vais discuter dans ce dernier chapitre de l'impact que pourrait (ou aurait pu) avoir l'explosion d'une supernova à proximité de ces structures.

6.1 Constat sur la morphologie

Les Piliers de la Création sont, a priori, des structures très communes du milieu interstellaire (voir Fig. 6.1). Des colonnes de gaz et de poussières sont ainsi observées dans de très nombreuses régions du ciel (voir Fig. 6.2). Dans la plupart des cas, tout comme dans le cas des Piliers de la Créations, le consensus actuel, qui découle des travaux de Hester et al. (1996), établit que ces structures résultent de l'interaction des étoiles avec le nuage moléculaire environnant dans lequel elles sont nées. Cependant, un tel constat ne doit pas cacher la grande diversité des formes observées. La comparaison entre les structures de la figure 6.2 et les piliers de M16 vus par le HST montre que ces derniers n'ont pas leurs semblables. Les colonnes de gaz et de poussière de Eta Carinae, de la Nébuleuse du Cône, ... ont des formes plus côniques, plus évasées et moins contrastées que celles des Piliers de la Création. Ce constat très qualitatif peut selon moi être relié à l'histoire de la formation des Piliers de la Création.

Il faut rajouter à cela le fait que le bord de la coquille principale semble être au-delà des piliers, même si un effet de perspective pourrait être à l'origine d'une illusion. Il paraît donc tout à fait envisageable que l'onde de choc ait déjà atteint et dépassé les piliers. Cependant, il est également possible que la coquille se trouve quelques parsecs en avant ou en arrière et que par le biais d'un effet géométrique, nous ayons l'impression que les piliers sont à l'intérieur de celle-ci.

Je tiens à préciser, avant d'aller plus loin dans cette discussion, qu'il ne s'agit pas de remettre

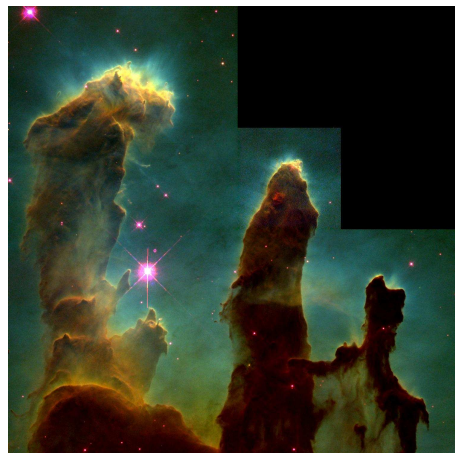


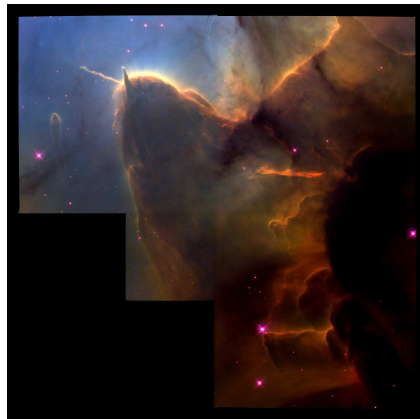
FIG. 6.1 – Piliers de la Création vus par le Télescope Spatial Hubble.



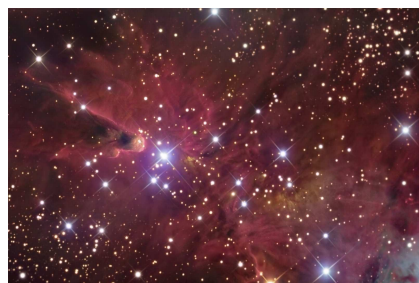
(a) Nébuleuse de Eta Carinae.



(b) "Montagnes de la Création".



(c) Nébuleuse de la Trifide.



(d) Nébuleuse du Cône.

FIG. 6.2 – Structures de gaz et de poussières similaires par certains aspects aux Piliers de la Création.

en question tout ce qui a été publié sur la formation des Piliers de la Création. Il n'y a pas la moindre contradiction entre l'existence d'un reste de supernova au coeur de M16 et la formation des piliers telle qu'elle a été décrite par Hester et al. (1996). Il s'agit simplement de comprendre si, dans le cadre de l'hypothèse supernova, les Piliers de la Création ont pu être formés par l'onde de choc ?

6.2 Formation des piliers par le choc principal de la supernova

En considérant que le bord de la coquille visible sur les données MIPS à $24\ \mu\text{m}$ est réellement au-delà des Piliers de la Création, et qu'il n'y a donc pas d'effet géométrique, essayons d'écrire l'histoire de la Nébuleuse de l'Aigle et de ses fameuses structures, à partir de l'explosion de la supernova.

L'onde de choc principale s'est propagée jusqu'à atteindre des régions du nuage environnant où la densité de matière est bien plus importante qu'à proximité immédiate de l'amas dans lequel est né le progéniteur de la supernova. Ce voisinage a en effet été soufflé par les puissants vents stellaires des étoiles jeunes et massives qui composent NGC6611. La frontière entre la région H II intérieure et le nuage moléculaire l'englobant résulte de l'équilibre entre l'action mécanique des

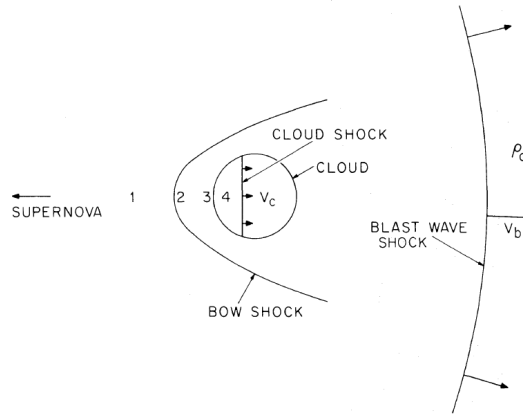


FIG. 6.3 – Interaction entre l’onde de choc d’une supernova et un nuage moléculaire. D’après McKee & Cowie (1975).

vents et la densité du nuage. Cette dernière est a priori hétérogène. Les zones les moins denses ont été plus facilement érodées que les zones les plus denses. La structure de l’interface obtenue à ce stade devait être très similaire à celle observée dans des régions telles que les "Montagnes de la Création" ou la Nébuleuse de Eta Carinae. L’action des étoiles sur le nuage moléculaire qui les a vues naître est décrit par Hester et al. (1996) pour expliquer la forme des Piliers de la Création. Cependant, je suggère que cette interaction pourrait se limiter à la formation à partir de coeurs denses de formes cométaires dont les contours ne sont pas dessinés aussi nettement que ceux observés dans M16. Ces coeurs denses ont été détectés par White et al. (1999) dans le domaine millimétrique et se sont formés en plusieurs millions d’années. La forme actuelle des piliers serait quant à elle due à leur histoire récente et à leur rencontre avec l’onde de choc de la supernova.

La physique de l’interaction du choc d’une supernova avec un nuage moléculaire est décrit par McKee & Cowie (1975) et pourrait expliquer la formation de structures telles que les Piliers de la Création. Lorsque l’onde de choc rencontre une surdensité, par exemple un globule cométaire, elle génère la formation d’un choc d’étrave autour de ces structures particulières. Leurs côtés sont alors comprimés par le gaz chaud, tandis que leur sommet s’écrase sous l’impact du choc qui s’y propage en abandonnant une part importante de son énergie. Le flot de matière qui s’évapore de la surface des piliers est comprimé par le souffle de la supernova. Les bords très contrastés des Piliers de la Création s’interprètent dans le cadre de cette hypothèse, tout comme le fait que les trois piliers présentent des bords identiquement nets, bien que leur orientation par rapport au champ de rayonnement incident ne soit pas unique (Urquhart et al. 2003).

Cette description de la formation des piliers requiert cependant d’être confirmée par d’autres observations. Les rapports de raies d’émission de l’hydrogène moléculaire permettent par exemple de discerner une région de photo-dissociation (PDR) d’une région dominée par un choc. En effet, la température de H_2 dans une PDR est censée être plus faible que celle du même gaz dans

un environnement dominé par l'apport d'énergie via un choc. Les observations ISOCAM/CVF montrent déjà des variations des rapports de raies et Allen et al. (1999) ont mesuré des rapports 2-1/1-0 S(0) surprenants pour une PDR et qui semblent indiquer que l'émission serait plus dominée par un choc que par la fluorescence.

6.3 Choc en retour

Lorsque j'ai présenté les données infrarouges Spitzer sur la Nébuleuse de l'Aigle, en particulier celles de l'instrument MIPS à $24\ \mu\text{m}$, j'ai montré que l'on pouvait y distinguer clairement deux structures en forme de coquille. La première, dont l'extension est proche de la taille de la nébuleuse, est directement liée à l'hypothèse supernova et représente la frontière du choc principal. La seconde, centrée sur les Piliers, est plus elliptique que la coquille principale et ses dimensions sont de $8'$ par $6'$. Dans le cadre de l'interprétation des données infrarouge à l'aide d'un reste de supernova, cette seconde bulle pourrait être la preuve d'un choc en retour lié à l'interaction entre le choc principal et les régions les plus denses du nuage moléculaire.

J'ai mesuré, sur les données MIPS à $24\ \mu\text{m}$, la distance entre le sommet du pilier principal et le bord le plus proche de la bulle secondaire. Cette distance correspond à $1.8'$. Compte tenu du fait que le choc principal a repoussé le sommet des structures denses au moment de leur rencontre, cette valeur est une limite supérieure de la distance qu'a parcouru le front du choc en retour. À 2 kpc de la Terre, cela correspond à une distance de 1.05 pc. En supposant que l'âge de la supernova est de 4000 ans, le front de ce choc en retour s'est déplacé, en moyenne, à une vitesse de $260\ \text{km.s}^{-1}$ ce qui est tout à fait compatible avec les vitesses que j'ai estimées dans les chapitres précédents.

Conclusions

Au cours de ma deuxième année de thèse, j'ai postulé pour une bourse du Centre Spatial Spitzer pour laquelle j'ai été admis. Le projet de recherche que nous avons bâti avec Alberto Noriega-Crespo et Sean Carey était d'analyser l'émission des poussières dans le relevé MIPS GAL et en particulier dans la Nébuleuse de l'Aigle. J'ai ainsi pu étudier l'objet qui m'a décidé à me lancer dans la recherche en astrophysique, il y a plus de dix ans, lorsque j'ai découvert la fameuse image du télescope spatial Hubble des Piliers de la Création.

La Nébuleuse de l'Aigle est un des objets les plus célèbres du ciel. Véritable icône de l'astrophysique moderne, elle doit ce statut aux observations des Piliers de la Création réalisées par le télescope spatial Hubble en 1995. Les colonnes de gaz et de poussières de M16 sont d'immenses pouponnières d'étoiles qui ont focalisé des années de recherche. Dans le domaine infrarouge, ce sont les observations du satellite ISO qui ont permis de mettre en évidence la présence de structures dont l'origine restait à déterminer. Grâce aux observations du satellite Spitzer, et en particulier celles du canal MIPS à $70\ \mu\text{m}$, il est dorénavant possible d'interpréter ces observations.

Les observations infrarouges de M16 sont particulièrement spectaculaires lorsqu'on les combine en fausses couleurs afin de comparer la morphologie de l'émission aux différentes longueurs d'onde. Déjà visible sur les observations ISO, et MSX dans une moindre mesure, l'émission du canal MIPS à $24\ \mu\text{m}$ est complètement différente de l'émission aux autres longueurs d'onde (IRAC de 3.6 à $8.0\ \mu\text{m}$ et MIPS à $70\ \mu\text{m}$). En particulier, une structure en forme de coquille, seulement visible aux longueurs d'onde intermédiaires (15 à $24\ \mu\text{m}$), occupe l'espace intérieur de la nébuleuse. Des structures plus localisées et moins étendues (filaments, blob) sont elles aussi très brillantes à ces longueurs d'onde uniquement. Nous n'avons détecté aucune contrepartie en émission H_α ou moléculaire pour ces différentes structures.

La coquille de poussières présente une distribution spectrale d'énergie (SED) inhabituelle. L'émission infrarouge présente un maximum à des longueurs d'onde plus courtes que dans d'autres objets particulièrement excités du plan galactique. J'en déduis que les poussières

de la coquille et des autres structures brillantes à $24\ \mu\text{m}$ ont une température supérieure à celle attendue : 100 K.

Pour interpréter une telle température, il convient naturellement de penser à l'action des étoiles jeunes et massives de l'amas NGC6611. Pourtant, que cela soit via leur champ de rayonnement ou leurs vents stellaires, il n'est pas possible de justifier les observations infrarouges. Dans les deux cas, il subsiste un net désaccord sur le plan énergétique. Le champ ultraviolet global est plus d'un ordre de grandeur trop faible. Il faut faire appel à une autre source de chauffage : les collisions avec le gaz. La luminosité mécanique et la pression fournie par l'amas sont trois ordres de grandeurs en dessous des valeurs requises.

L'hypothèse d'une supernova ayant explosé dans la Nébuleuse de l'Aigle est celle qui nous apparaît comme la seule possible. Nos calculs montrent que cet événement se serait produit il y a 2000 à 6000 ans. L'hypothèse supernova se heurte à l'absence de détection en rayons X et en ondes radios. Dans un milieu suffisamment dense, nous estimons cependant que le gaz s'est refroidi rapidement via les collisions avec la poussière : cela justifie ainsi à la fois la forte émission détectée en infrarouge, et l'absence de signal en rayonnement X.

Les Piliers de la Création pourraient donc avoir vécu une histoire totalement différente de celle que nous leur prêtons habituellement. Au lieu d'avoir été formés par l'interaction du rayonnement des étoiles de l'amas NGC6611 avec le nuage moléculaire dont il est issu, ces majestueuses colonnes de gaz et de poussières pourraient être le résultat de l'action de l'onde de choc de la supernova. La netteté de leurs bords, leur forme particulière, la présence d'une seconde coquille (choc en retour) ou les rapports des raies d'émission de l'hydrogène moléculaire sont autant d'éléments à prendre en compte pour peut-être réécrire l'histoire de leur formation et/ou de leur destruction.

D'un point de vue purement astrophysique, la découverte d'un SNR dans une région telle que M16 serait une première et ouvrirait de nouvelles perspectives. Tout d'abord, il s'agirait du premier SNR détecté dans l'infrarouge via l'émission de la poussière. L'analyse menée ici correspond ainsi à la définition de critères de détection d'autres SNR infrarouges qui ne seraient pas détectés en rayons X ou en ondes radio. Ensuite, l'impact de la poussière et de son émission infrarouge sur le bilan énergétique d'une supernova se produisant dans un milieu dense est mis en évidence. La réduction de son temps de refroidissement affecte son impact sur le milieu interstellaire et sa dynamique. À l'échelle d'une galaxie, les conséquences peuvent être importantes. Enfin, une telle découverte peut avoir un intérêt pour l'étude de la naissance de notre système stellaire où l'on retrouve les restes d'éléments produits dans l'explosion d'une supernova.

Du point de vue extérieur au monde la recherche, la découverte d'une supernova au centre de l'un des objets les plus célèbres de l'astrophysique moderne serait également un événement. Suite à nos premiers résultats, la machine médiatique s'est rapidement mise en route. La conférence de presse au 209^e meeting de l'AAS (*American Astronomical Society*) a été le début d'une aventure qui n'est pas prête de s'achever.

Cinquième partie

Conclusions et Perspectives

Tout au long de ces trois dernières années, j'ai analysé des observations du milieu interstellaire de notre Galaxie afin d'obtenir des informations sur les propriétés et l'évolution des grains de poussières. J'ai pu réaliser à quel point la recherche dans ce domaine précis de l'astrophysique était jeune et parfois encore à l'état de balbutiements. Les premières observations infrarouges qui ont permis de voir le milieu interstellaire galactique dans sa globalité et d'appréhender sa structuration datent seulement des années 80-90 et de l'accomplissement des relevés du ciel IRAS et DIRBE. Les poussières interstellaires restent, malgré tous les efforts déployés, pour le moins énigmatiques. En ce qui concerne l'émission proche infrarouge, les PAHs tels que je les ai décrits ne sont qu'une hypothèse qui a le mérite d'être la plus proche des observations, sans pour autant parfaitement y correspondre. Ils représentent sans doute la plus simple des hypothèses et c'est cela qui en fait la meilleure à mes yeux.

Parfois, la recherche astrophysique dans le domaine du milieu interstellaire a donc ressemblé pour moi à une terre en friche que nous arpentons à l'aveuglette, sans savoir dans quelle direction nous tourner, sans savoir quels outils utiliser pour y voir plus clair. Et paradoxalement, c'est cela qui rend cette recherche si excitante, c'est cela également qui permet de garder ma motivation intacte.

En trois ans, j'ai étudié trois milieux très différents. Mon objectif était de mieux comprendre ce que sont les poussières interstellaires et comment elles évoluent. Bien entendu, comme cela est souvent le cas en recherche, d'une part, je n'ai pas rempli tous mes objectifs mais d'autre part, j'ai eu droit à certaines surprises. Ainsi, d'un côté, mon analyse du Nuage Moléculaire du Taureau reste à finaliser, maintenant que les données ont été réduites. Et d'un autre côté, mon étude de la Nébuleuse de l'Aigle a débouché sur une "découverte" totalement inattendue. Ces deux thèmes constituent pour moi deux axes de recherche que je compte bien entendu mener à leur terme lors de mes recherches post-doctorales.

L'ensemble de mon travail de thèse peut donner l'impression d'être très focalisé sur certains environnements du milieu interstellaire, pour ne pas dire des objets bien particuliers. Cette première étape m'apparaît néanmoins comme nécessaire afin de développer les outils requis pour une étude plus globale des poussières et du milieu interstellaire. Mon étude du milieu interstellaire galactique peut ainsi être transposée à l'analyse d'observations des galaxies. En ce qui me concerne, je souhaite me consacrer aux observations de notre Galaxie, mais d'un point de vue plus systématique. Les techniques et méthodes que j'ai acquises et développées durant ma thèse vont me permettre d'étudier de manière statistique les grands relevés du plan galactique. L'analyse de l'émission infrarouge proche à lointaine devrait me permettre de mesurer les distributions spectrales d'énergie des nombreuses régions de formation d'étoiles, des nuages denses et diffus du plan galactique. J'en déduirai alors les variations des propriétés des poussières aux grandes échelles et de manière systématique. Parmi toutes les régions observées, je trouverai peut être un analogue de la supernova de l'Aigle.

Annexes

A

Premier article

Spitzer/IRAC and ISOCAM/CVF insights on the origin of the near to mid-IR Galactic diffuse emission

N. Flagey¹, F. Boulanger¹, L. Verstraete¹, M. A. Miville Deschênes¹, A. Noriega Crespo², and W. T. Reach²

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris Sud, Bât. 121, 91405 Orsay Cedex, France
 e-mail: nicolas.flagey@ias.u-psud.fr

² Spitzer Science Center, California Institute of Technology, 1200 East California Boulevard, MC 220-6, Pasadena, CA 91125, USA

Received 29 July 2005 / Accepted 17 March 2006

ABSTRACT

Spitzer/IRAC images of extended emission provide a new insight on the nature of small dust particles in the Galactic diffuse interstellar medium. We measure IRAC colors of extended emission in several fields covering a range of Galactic latitudes and longitudes outside of star forming regions. We determine the nature of the Galactic diffuse emission in Spitzer/IRAC images by combining them with spectroscopic data. We show that PAH features make the emission in the IRAC 5.8 and 8.0 μm channels, whereas the 3.3 μm feature represents only 20 to 50% of the IRAC 3.6 μm channel. A NIR continuum is necessary to account for IRAC 4.5 μm emission and the remaining fraction of the IRAC 3.6 μm emission. This continuum cannot be accounted by scattered light. It represents 9% of the total power absorbed by PAHs and 120% of the interstellar UV photon flux. The 3.3 μm feature is observed to vary from field-to-field with respect to the IRAC 8.0 μm channel. The continuum and 3.3 μm feature intensities are not correlated.

We present model calculations which relate our measurements of the PAHs spectral energy distribution to the particles size and ionization state. Cation and neutral PAHs emission properties are inferred empirically from NGC 7023 observations. PAHs characteristics are best constrained in a line of sight towards the inner Galaxy, dominated by the Cold Neutral Medium phase: we find that the PAH cation fraction is about 50% and that their mean size is about 60 carbon atoms. A significant field-to-field dispersion in the PAH mean size, from 40 to 80 carbon atoms, is necessary to account for the observed variations in the 3.3 μm feature intensity relative to the IRAC 8.0 μm flux. However, one cannot be secure about the feature interpretation as long as the continuum origin remains unclear. The continuum and 3.3 μm feature emission process could be the same even if they do not share carriers.

Key words. dust, extinction – ISM: clouds – Galaxy: general – infrared: ISM

1. Introduction

Interstellar emission in the near infrared (NIR) traces the properties of the smallest dust particles known as polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs). Their presence in the diffuse interstellar medium (ISM) was inferred from photometric measurements with the *Infra Red Astronomical Satellite* (IRAS) (Boulanger et al. 1985), AROME (Giard et al. 1994) and the *Diffuse Infra Red Background Experiment* (DIRBE) (Dwek et al. 1997). First spectroscopic evidence was provided by the *Infra Red Telescope in Space* (IRTS) (Tanaka et al. 1996) and the *Infrared Space Observatory* (ISO) (Mattila et al. 1996) for the Galactic plane. ISO succeeded to detect the PAHs bands in spectra of high latitude cirrus clouds for $\lambda > 5 \mu\text{m}$ (Boulanger et al. 2000). Measurements of the shorter wavelength emission were still limited to bright objects such as visual reflection nebulae (Verstraete et al. 2001; van Dienenhoven et al. 2004). For the first time, with the *Infra Red Array Camera* (IRAC) on board *Spitzer Space Telescope* (SST), the sensitivity and angular resolution are available to measure the NIR interstellar emission independently of stellar emission modeling, unlike with DIRBE. First determination of IRAC colors in Galactic fields was reported in the first round of Spitzer publications by Lu (2004) from total power sky brightnesses. We undertake a more thorough study to quantify what can be learned on PAHs and the smallest dust particles with IRAC images of the diffuse Galactic emission.

Within PAH emission models, measurement of the 3.3 μm feature is critical to constrain the PAH ionization state and size

(Li & Draine 2001). The existence of PAHs with a few tens of atoms was proposed to account for the 3.3 μm emission (Leger & Puget 1984). Moreover, a continuum underlying the 3.3 μm feature has been detected in visual reflection nebulae (Sellgren et al. 1983), and more recently in galaxies (Lu et al. 2003). This continuum is not accounted for in PAH models and its origin is still open: is it fluorescence emission from PAHs or photoluminescence from larger grains?

In Sect. 2, we present the IRAC data taken from the Galactic First Look Survey (GFLS) and Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire (GLIMPSE) as well as complementary ISOCAM/CVF spectra. We measure IRAC colors of the Galactic diffuse emission (Sect. 3) and combine them with spectroscopic data in Sect. 4 to separate the contributions of the 3.3 μm feature and the continuum to IRAC 3.6 μm channel. In Sect. 5, we use an updated version of the model of Desert et al. (1990) – detailed in the appendix – to bring constraints on the PAH mean size and ionization state (Sect. 6). We discuss the origin of the NIR continuum in Sect. 7.

2. Observations

2.1. Selected fields

For this study, we use images from the GFLS and one field from GLIMPSE that span a range of Galactic longitudes and latitudes. These fields point towards the diffuse Galactic medium, away from bright star forming regions over path lengths which

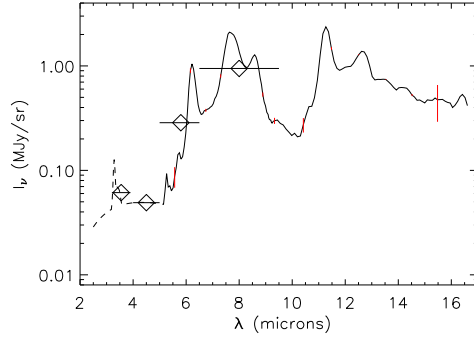


Fig. 1. Solid line: CVF spectrum ($\lambda/\delta\lambda = 35 \rightarrow 45$) of the diffuse Galactic emission (for $N_{\text{H}} = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) centered on the Galactic coordinates (26.8, +0.8), completed for $\lambda < 5 \mu\text{m}$ with the IRAC colors measured on the GLIMPSE field (diamonds). Horizontal lines represent IRAC filter widths. Dashed line: the gray body, with a color temperature $T_{\text{C}} = 1105 \text{ K}$ and the $3.3 \mu\text{m}$ feature, whose shape is extracted from the SWS spectrum of NGC 7023 and intensity is the one measured by Giard et al. (1994). Vertical lines represents some error bars on the spectrum.

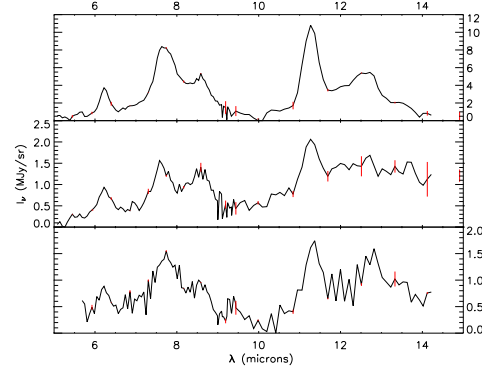


Fig. 2. CVF spectra ($\lambda/\delta\lambda = 35 \rightarrow 45$) of the diffuse Galactic emission centered on the Galactic coordinates (34.1, 13.4), (299.7, -16.3) and (30.0, 3.0), from bottom to top. Vertical lines represents some error bars on the spectra.

increase with decreasing Galactic longitudes and latitudes. The GLIMPSE field is centered on Galactic plane at a longitude $l = 27.5^\circ$ and extends over an area of 3° by $20'$. It is a mosaic of 71×4 fields of $5'$ by $5'$ with an individual exposure time of 2 s. The GFLS fields are centered on Galactic coordinates $(l, b) = (254.4, +0)$, (105.6, +0.3), (105.6, +4), (105.6, +8), (105.6, +16) and (105.6, +32) and cover an area of 1° by $15'$. They are mosaics of 3×12 fields of $5'$ by $5'$ with an individual exposure time of 12 s.

We complement IRAC fields with ISOCAM/CVF spectroscopic data covering the 5 to 16 μm wavelength range at the positions listed in Table 4 over a $3'$ by $3'$ area. These observations also point towards the diffuse Galactic medium, away from bright star forming regions. There is only one position common to IRAC and ISOCAM/CVF, centered on Galactic coordinates (26.8, +0.8). We estimate the gas column density along this line of sight from the H I Leiden/Dwingeloo survey (Burton & Hartmann 1994) and the Columbia CO survey (Cohen et al. 1986). The total column density is $N_{\text{H}} = 2.10^{22} \text{ cm}^{-2}$ including $5 \times 10^{21} \text{ H}_2 \text{ cm}^{-2}$. For N_{H} we assume that the emission is optically thin, and for N_{H_2} we use the conversion factor $2.8 \times 10^{20} \text{ H}_2 \text{ cm}^{-2}$ per unit CO emission expressed in K km s^{-1} .

2.2. ISOCAM/CVF spectroscopy

The ISOCAM/CVF spectra are taken from the ISO Archive. We use the Highly Processed Data Products (HPDP) as described by Boulanger et al. (2005). The spectral resolution is between 35 and 45 for λ between 5 and 16.5 μm . We produce a mean spectrum by averaging all spectra over the $3'$ by $3'$ field of view. In each spectrum the PAH features are visible. The highest S/N spectrum, that centered on Galactic coordinates (26.8, +0.8), is shown in Fig. 1. The three others are plotted in Fig. 2. Error bars on the spectra, represented by vertical lines, were obtained by comparing spectra computed over distinct sub-areas. They are conservative estimates of the error bars as they may include true variations in the sky emission. The uncertainties are dominated by systematic effects (detector

transients, zodiacal light subtraction) and are correlated over wavelengths (Boulanger et al. 2005).

2.3. IRAC images and processing

All the IRAC images come from the Spitzer Archive¹ (pipeline software version S11.0.2). We use the mosaiced images (post-bcd). The diffuse emission is clearly visible in almost all IRAC data at a Galactic latitude below 16° (see Fig. 3) but not at (105.6, +32) which is located in a low column density region and that we use as an estimator of the noise. The surface brightness sensitivities are 0.0397, 0.0451, 0.154 and 0.165 MJy/sr for IRAC 3.6, 4.5, 5.8 and 8.0 μm channels, as given by the Spitzer Sensitivity Performance Estimation Tool for a low background level². For the GLIMPSE field, the integration time is shorter and the surface brightness sensitivities are 0.409, 0.385, 1.03 and 0.886 MJy/sr for IRAC 3.6, 4.5, 5.8 and 8.0 μm channels, for a high background level.

We remove most of point sources by masking the pixels that are more than 3σ away from the image processed by a median filtering window of 21×21 pixels (1 pixel = $1.2''$). Since we study the extended emission, we choose to apply a median filter (5×5 pixels) to the four IRAC channels data and keep 1 pixel of every 3. This reduces the image size and increase their signal-to-noise ratio. The effective resolution of the images is then about $6''$. All images of a given field are projected on a common grid. We finally apply the photometric corrections given in Table 5.7 of the IRAC Data Handbook³ for “infinite aperture” to all IRAC photometric results, since we focus on the diffuse emission extended over a significant fraction of the fields. After these corrections, the absolute calibration accuracy is about 5%.

3. IRAC colors of the diffuse emission

We measure the diffuse emission colors on the GLIMPSE and GFLS fields by correlating the intensity in two IRAC channels. We discuss extinction correction and compute the ionized gas contribution to the colors.

¹ See <http://ssc.spitzer.caltech.edu/archanalystatus/>

² See <http://ssc.spitzer.caltech.edu/tools/senspet/>

³ See <http://ssc.spitzer.caltech.edu/irac/dh/>

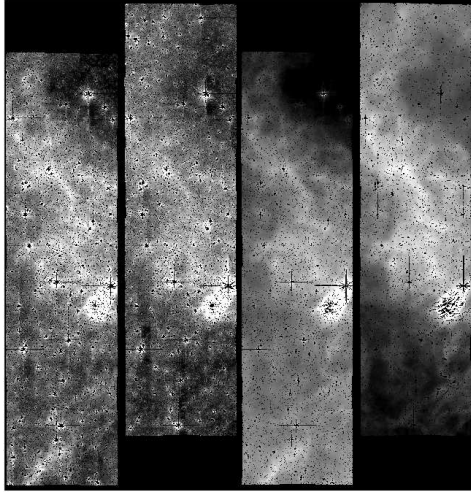


Fig. 3. IRAC images (1° by $15'$) centered on Galactic coordinates (105.6, +4) as viewed in 3.6, 4.5, 5.8 and 8.0 μm channels (from left to right). Most of the point sources are masked (black dots on the images) and a median filter is applied. The diffuse Galactic emission is clearly visible in each channel. Color scales are different from one channel to another: the brightest areas are in white (0.4, 0.3, 4 and 10 MJy/sr for 3.6, 4.5, 5.8 and 8.0 μm channels), the faintest in black (0.1, 0.05, 1 and 3 MJy/sr).

3.1. Correlations

We measure the IRAC colors of the diffuse Galactic emission by correlating the brightness structure in each IRAC channel with the IRAC 8.0 μm channel (see Fig. 5). Some IRAC images present a strong intensity gradient along the long axis, that is obviously an artifact (see Fig. 4), which appears during the mosaicing process and is due to bad dark-current correction. This gradient appears with different strengths on IRAC channels. It generally seems to be weak on IRAC 8.0 μm channel, relative to the Galactic diffuse emission. On the other IRAC channels, especially at 5.8 μm , the emission structure is sometimes dominated by a smooth gradient, that we take into account in the data correlation. We thus decompose each IRAC 3.6, 4.5 and 5.8 μm images into a gradient, represented by a low order polynomial function of the long axis position, plus the emission structure of the IRAC 8.0 μm channel. The uncertainties on the IRAC colors, associated with the gradient fitting, are estimated by looking at the variations of the color ratios with the order of the gradient.

For each color, we iterate a linear regression, taking into account the statistical noise per pixel as measured in the high latitude field (0.0268, 0.0222, 0.581 and 0.0639 MJy/sr for IRAC 3.6, 4.5, 5.8 and 8.0 μm channel), and at each iteration, the pixels that are more than 3σ away from the linear fit are masked for the next fit, where σ is the standard deviation of the distance between the points and the straight line. Such pixels correspond to bright sources which are not removed by the median filter because they extend over an area comparable to the filter window. Five iterations are sufficient to converge.

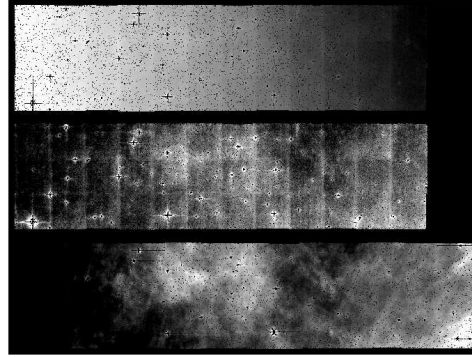


Fig. 4. Field centered on Galactic coordinates (105.6, +8) as viewed by IRAC 5.8 μm channel before gradient correction (top), by IRAC 5.8 μm channel after gradient correction (center), and by IRAC 8.0 μm channel before gradient correction (bottom). The small scale structures, visible on IRAC 8.0 μm channel before gradient correction exhibits on IRAC 5.8 μm channel only after gradient correction.

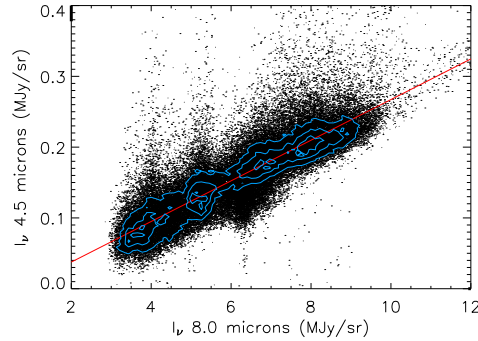


Fig. 5. Correlation plot of IRAC 4.5 μm channel versus IRAC 8.0 μm channel for the GFLS field centered on Galactic coordinates (105.6, +4). The curves are iso-density contours (from the inside to the outside, the density of plot is at least 75%, 50% and 25% of the maximum density). The straight line is the result of the linear fitting. The statistical noise per pixel, as measured in the field at $(l, b) = (105.6, +32)$, is 0.0268, 0.0222, 0.581 and 0.0639 MJy/sr for IRAC 3.6, 4.5, 5.8 and 8.0 μm channel.

3.2. Extinction correction

Total hydrogen column densities are estimated from HI and CO observations (see Sect. 2). These column densities are converted into extinction in the IRAC channels combining $A_V/N_H = 0.53 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ from Savage & Mathis (1979), $A_K/A_V = 0.112$ (Rieke & Lebofsky 1985) and the wavelength dependence of the extinction in IRAC channels determined from stellar measurements with GLIMPSE data (Indebetouw et al. 2005). We use their “Average” IRAC extinctions normalized to A_K . The extinction corrections on the IRAC colors are not negligible for the GLIMPSE field, where the gas column density is the highest. For the other fields, the correction is small compared to uncertainties.

For the GLIMPSE field, our A_V is closer than 10% to that given by the maps of Schlegel et al. (1998) with $R_V = 3.1$.

Table 1. IRAC color ratios.

	$R_{3.6/8.0}$	$R_{4.5/8.0}$	$R_{5.8/8.0}$	$R_{3.6/8.0,feat}$	$R_{3.6/8.0,cont}$	N_C
Spitzer GFLS (105.6, +0.3)	$0.076 \pm 10 \times 10^{-3}$	$0.065 \pm 8 \times 10^{-3}$	$0.37 \pm 5 \times 10^{-2}$	$0.014 \pm 2 \times 10^{-3}^a$	$0.062 \pm 7 \times 10^{-3}^a$	80 ± 20
Spitzer GFLS (105.6, +4)	$0.059 \pm 8 \times 10^{-3}$	$0.037 \pm 5 \times 10^{-3}$	$0.32 \pm 4 \times 10^{-2}$	$0.024 \pm 4 \times 10^{-3}^a$	$0.035 \pm 5 \times 10^{-3}^a$	56 ± 12
Spitzer GFLS (105.6, +8)	$0.094 \pm 15 \times 10^{-3}$	$0.050 \pm 7 \times 10^{-3}$	$0.26 \pm 4 \times 10^{-2}$	$0.047 \pm 10 \times 10^{-3}^a$	$0.047 \pm 7 \times 10^{-3}^a$	38 ± 8
Spitzer GFLS (105.6, +16)	$0.072 \pm 9 \times 10^{-3}$	$0.046 \pm 5 \times 10^{-3}$	$0.34 \pm 4 \times 10^{-2}$	$0.028 \pm 5 \times 10^{-3}^a$	$0.044 \pm 5 \times 10^{-3}^a$	52 ± 12
Spitzer GFLS (254.4, +0)	$0.068 \pm 8 \times 10^{-3}$	$0.043 \pm 5 \times 10^{-3}$	$0.37 \pm 5 \times 10^{-2}$	$0.027 \pm 5 \times 10^{-3}^a$	$0.041 \pm 5 \times 10^{-3}^a$	52 ± 12
Spitzer GLIMPSE (27.5)	$0.065 \pm 8 \times 10^{-3}$	$0.052 \pm 7 \times 10^{-3}$	$0.32 \pm 4 \times 10^{-2}$	$0.016 \pm 2 \times 10^{-3}^b$	$0.049 \pm 6 \times 10^{-3}^a$	60 ± 9
Giard et al. (1994)	—	—	—	$0.016 \pm 2 \times 10^{-3}$	—	—
Tanaka et al. (1996)	—	—	—	$0.016 \pm 4 \times 10^{-3}$	—	—
Dwek et al. (1997)	0.0306	0.0339	—	—	—	—
Arendt et al. (1998)	0.0334	0.0394	—	—	—	—
Li & Draine (2001)	0.0477	0.0224	0.278	0.0264 ^a	0.0213 ^a	—

^a Derived from Eqs. (2) and (3). ^b Derived from Giard et al. (1994).

We assume that the emitting dust is mixed with the grains responsible for the extinction. The following relation gives the intrinsic color $R_{\lambda_i/\lambda_j,int}$, ratio between I_ν in IRAC λ_i channel and I_ν in IRAC λ_j channel, given the extinction τ at both wavelengths and the observed color $R_{\lambda_i/\lambda_j,obs}$, measured in Sect. 3.1:

$$R_{\lambda_i/\lambda_j,int} = R_{\lambda_i/\lambda_j,obs} \times \frac{1 - \exp(-\tau_j)}{1 - \exp(-\tau_i)} \times \frac{\tau_i}{\tau_j}. \quad (1)$$

$R_{3.6/8.0}$ is the only color to which we apply this correction. Differences in the extinction at 4.5, 5.8 and 8.0 μm are within error bars ($\tau_{4.5} = \tau_{5.8} = \tau_{8.0} = 2.3 \pm 0.3$). The 3.6 μm opacity is significant ($\tau_{3.6} = 3.1$ at $b = 0^\circ$) but the $R_{3.6/8.0}$ color correction is relatively small (1.24) because the opacities at both wavelength are close to each other. The extinction depends on the Galactic latitude. The $b = 0^\circ$ opacity gives the relevant extinction correction since the GLIMPSE colors are dominated by low-latitude emission. In the data analysis we combine IRAC colors with AROME 3.3 μm feature observations and CVF spectroscopy. The extinction correction applied to the AROME measurements is consistent with ours (Giard et al. 1994). The extinction correction for the CVF field, located at $b = 0.8^\circ$, is negligible for $\lambda > 5 \mu\text{m}$.

3.3. Ionized gas emission

Free-free as well as gas lines emission might contribute to IRAC 3.6 and 4.5 μm channels, whatever the Galactic longitude. In order to obtain the contribution of the free-free emission at 3.6 and 4.5 μm , we first measure this emission at 5 GHz. For the GLIMPSE field, we obtain the variation of the free-free emission from $b = 1^\circ$ to $b = 0^\circ$ at 5 GHz from Altenhoff et al. (1979). For the GFLS fields, we deduce the free-free emission at radio frequencies from the H_α emission (Reynolds 1992). We measure the H_α emission on the H_α Full Sky Map corrected by extinction by Dickinson et al. (2003). Then, we extrapolate the electrons emission (free-free and free-bound) from 5 GHz to NIR according to Beckert et al. (2000).

We finally add the contribution of gas lines. The fluxes from the main H recombination lines within the IRAC channels (Pf_δ at 3.296 μm , Pf_γ at 3.739 μm , Br_α at 4.051 μm , Pf_β at 4.652 μm , and Pf_α at 7.46 μm) per unit Br_γ emission are taken from the Hummer & Storey (1987) Table for an electron temperature and density of 7500 K and 10^2 cm^{-3} , and case B recombination (nebula optically thick to H ionizing photons). At 3.6 μm , they represent 20% of the free-free emission, whereas at 4.5 μm , they double its contribution. The total contribution of the free-free and

gas lines emission is thus about 1% at 3.6 μm and 3% at 4.5 μm for most of GFLS fields, except the (105.6, +8) field, for which the contributions reach 3% and 11%. For the GLIMPSE field, the figures deduced from Altenhoff et al. (1979) are about 7% and 12%.

3.4. IRAC colors

Resulting IRAC colors are given in the first three columns of Table 1. For the GLIMPSE field, they are plotted, together with the CVF spectrum on Fig. 1. The $R_{5.8/8.0}$ ratios, given by the CVF spectrum (0.30) on the one hand, and by the GLIMPSE field (0.32) on the other hand, are in a good agreement.

The measurements uncertainties come from the linear fitting process, including gradient correction, and do not exceed 3% on most of the IRAC colors. Extinction correction increase these uncertainties up to 10% whereas ionized gas corrections induce a negligible uncertainty. Taking into account the photometric accuracy (see Sect. 3), the final uncertainty is about 13% on most of $R_{3.6/8.0}$, $R_{4.5/8.0}$ and $R_{5.8/8.0}$, and reaches 16% for the GFLS (105.6, +8) field.

Our colors are averaged over large areas and do not give an account of the small scale dispersion across the IRAC fields. However, they already show strong variations from one field to another, especially $R_{3.6/8.0}$ and $R_{4.5/8.0}$, whereas $R_{5.8/8.0}$ does not vary that much around 0.3.

4. 3.3 μm feature and continuum

For the GLIMPSE field, AROME observations are combined with the IRAC colors to provide a spectrum of the diffuse emission from 3 to 5 μm . We generalize this derivation to the other fields.

4.1. Inner Galaxy spectrum

Based on reflection nebulae observations, we interpret the GLIMPSE $R_{3.6/8.0}$ and $R_{4.5/8.0}$ colors with a PAH feature at 3.3 μm and an underlying continuum. Spectroscopic observations of NGC 7023 suggest that the feature and the continuum both contribute to the flux in IRAC 3.6 μm channel, whereas the flux in IRAC 4.5 μm channel is dominated by the continuum (Sellgren et al. 1983). The 3.3 μm feature has been spectroscopically detected by IRTS in the inner Galaxy (Tanaka et al. 1996).

It has been measured photometrically by the AROME experiment (Giard et al. 1994) and Bernard et al. (1994) show that the feature alone cannot account for the ISM emission in the DIRBE NIR channels.

In reflection nebulae, the continuum is well described by a gray-body with a color temperature $T_C = 1000\text{--}1500$ K. This temperature is constrained thanks to photometric measurements on both sides of the $3.3\text{ }\mu\text{m}$ feature. To interpret the GLIMPSE colors, we construct a NIR diffuse emission spectrum with the spectral shape of the feature from the ISO/SWS spectrum of NGC 7023 and a gray-body continuum. The feature intensity is taken from the AROME measurement, taking into account the spectral response of their filters. We then fit the color temperature and intensity of the continuum to match the IRAC $R_{3.6/8.0}$ and $R_{4.5/8.0}$ colors. The resulting spectrum is shown in Fig. 1. The data does not constrain the spectral shape of the continuum. The combination of IRAC colors and the AROME feature only determine the ratio between the continuum emission in the 3.6 and $4.5\text{ }\mu\text{m}$ IRAC channels. The color temperature of the gray body is $T_C = 1100 \pm 300$ K, as computed from IRAC colors and AROME measurement. This value is in the range given by Sellgren et al. (1983) for reflection nebulae, where the physical conditions are much different from the diffuse medium. The uncertainty on the color temperature is large because we only have two measurements to determine it.

We can thus separate, for the inner Galaxy spectrum, the contributions of the $3.3\text{ }\mu\text{m}$ feature and the continuum to the IRAC $3.6\text{ }\mu\text{m}$ channel, which can be expressed as linear combinations of the $R_{3.6/8.0}$ and $R_{4.5/8.0}$ colors (see Eqs. (2) and (3)). We define the contribution of the feature as the ratio between the flux of the $3.3\text{ }\mu\text{m}$ feature through the IRAC $3.6\text{ }\mu\text{m}$ channel and the flux of the PAH emission through the IRAC $8.0\text{ }\mu\text{m}$ channel, hereafter $R_{3.6/8.0,\text{feat}}$.

$$R_{3.6/8.0,\text{feat}} = R_{3.6/8.0} - 0.95 \times R_{4.5/8.0}. \quad (2)$$

The contribution of the continuum to the IRAC $3.6\text{ }\mu\text{m}$ channel, is given by:

$$\begin{aligned} R_{3.6/8.0,\text{cont}} &= R_{3.6/8.0} - R_{3.6/8.0,\text{feat}} \\ &= 0.95 \times R_{4.5/8.0}. \end{aligned} \quad (3)$$

The corresponding values are listed in Table 1.

4.2. Additional fields

For the GFLS fields, we cannot determine the value of the color temperature due to the lack of $3.3\text{ }\mu\text{m}$ feature measurements. Since the ratio between the continuum flux in IRAC 3.6 and $4.5\text{ }\mu\text{m}$ channels does not depend much on the color temperature, we assume that it does not vary among IRAC fields. Within this assumption, we use Eqs. (2) and (3), and give the corresponding values of $R_{3.6/8.0,\text{feat}}$ and $R_{3.6/8.0,\text{cont}}$ for the IRAC fields in the two last columns of Table 1. It appears that the field to field variations of the $3.3\text{ }\mu\text{m}$ feature intensity are important. There is a factor of 3.3 between the smallest values, at $(l, b) = (105.6, +0.3)$ and $(27.5, +0)$, and the highest value found for $(l, b) = (105.6, +8)$. On the contrary, the field to field variations of the continuum contribution $R_{3.6/8.0,\text{cont}}$ are very weak. The mean value is about 0.04 and there is less than a factor of 1.8 between the extrema values. In all fields, the continuum has a strong contribution to the IRAC $3.6\text{ }\mu\text{m}$ channel. It accounts for one half of the flux in IRAC $3.6\text{ }\mu\text{m}$ channel at $(l, b) = (105.6, +8)$ and for more than 75% at $(l, b) = (27.5, +0)$ and $(105.6, +0.3)$. There is no correlation between $3.3\text{ }\mu\text{m}$ feature and continuum colors.

Table 2. Conversion factors from DIRBE or IRAS to IRAC fluxes, deduced from the Galactic spectrum.

Instrument and channel	Conversion factor
$DIRBE_{3.5}/IRAC_{3.6}$	0.917
$DIRBE_{4.9}/IRAC_{4.5}$	1.03
$DIRBE_{12}/IRAC_{8.0}$	0.749
$IRAS_{12}/IRAC_{8.0}$	0.863

4.3. Comparison with DIRBE

With the inner Galaxy spectrum (Fig. 1), we can compare our IRAC colors to those obtained with DIRBE (Dwek et al. 1997; Arendt et al. 1998). We obtain these numbers, given in Table 1, by convolving the Galactic spectrum with the transmission curves of the instrument. For further studies, we give the conversion factors in Table 2. Our colors are significantly but slightly different from the DIRBE colors, especially for $R_{3.6/8.0}$. However, this comparison does not lead to a unique conclusion. DIRBE colors corresponds to high-latitude emission which may well differ from those measured on IRAC fields. The difference may also reflect systematic uncertainties in the DIRBE analysis associated with stellar subtraction. Last, but not least, our spectroscopic model may also contribute to a significant part of the difference.

5. Spectral diagnostics of PAH size and ionization state

The PAH emission spectrum depends on both their charge state and size distribution. Li & Draine (2001) computed the diffuse ISM PAH spectrum with a model based on laboratory data. In Table 1 we compare our colors to those expected from their model. Their model values are reasonably close to the colors which do not include significant continuum contribution. We have developed our own model, for several reasons. (1) The values listed by Li & Draine (2001) corresponds to a mixture between the Cold Neutral Medium (CNM), the Warm Neutral Medium (WNM) and the Warm Ionized Medium (WIM) in proportions 43%, 43% and 14% in mass, which are characteristic of high-latitude line of sight but do not apply to the low latitudes IRAC fields for which a significant fraction of the gas is molecular and thus are mostly sampling the CNM. The ionization state of PAHs along these lines of sight might thus differ from that in Li & Draine (2001) model. (2) As pointed out in previous sections, the $3.3\text{ }\mu\text{m}$ intensity measured through the $R_{3.6/8.0,\text{feat}}$ color varies by a factor of 3 from field to field. We need to run a model over a grid of parameters to translate these variations in terms of PAH mean size and ionization state (see Appendix A for details). (3) In a recent study, Rapacioli et al. (2005) proposed a spectral decomposition of NGC 7023 ISOCAM/CVF spectro-imaging data leading to distinct emission spectra for cation and neutral PAHs. This opens the possibility to define the PAH properties from observations rather than laboratory measurements. Our model, an update of Desert et al. (1990), is based on this spectral decomposition, from which we derive the PAH cations and neutrals cross-sections, extending the work of Rapacioli et al. (2005).

We run the model, coupled with a module that computes the PAH ionization fraction as a function of the PAH size. We apply this for various PAH size distributions and values of the ionization parameter $G\sqrt{T}/n_e$, where G is the integrated far ultraviolet ($6\text{--}13.6\text{ eV}$) radiation field expressed in units of the Habing

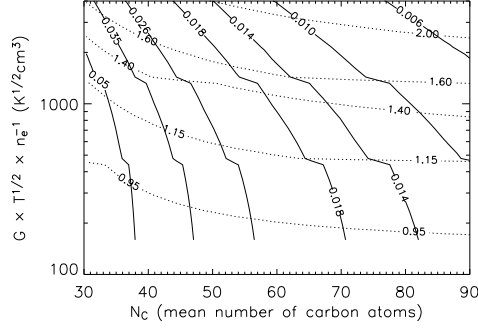


Fig. 6. $R_{3.6/8.0,feat}$ (solid lines) and $R_{7.7/11.3}$ (dashed lines) deduced from the model as a function of the PAH mean size and $G\sqrt{T}/n_e$.

radiation field, T is the gas temperature and n_e is the electronic density. The PAH size distribution of Desert et al. (1990) has a mean size of 6 Å or 45 carbon atoms, according to the relation $a = 0.9\sqrt{N_C}$ between the PAH size a in angstroms and the number of carbon atoms N_C . We vary the PAH mean size by changing the exponent of the PAH power law size distribution (standard value is -3) keeping fixed the values of the minimum and maximum PAH sizes ($N_C = 20-180$ or $a = 4-12$ Å).

We use two spectroscopic diagnostics to constrain the PAH properties: the ratio between the flux in the band at 7.7 and the band at 11.3 μm (hereafter $R_{7.7/11.3}$) as well as $R_{3.6/8.0,feat}$.

5.1. $R_{7.7/11.3}$ as a tracer of PAH ionization state

Using a Lorentzian decomposition that fits the PAH features between 6.2 and 12.7 μm , we calculate the ratio between the fluxes in the band at 7.7 and the band at 11.3 μm (hereafter $R_{7.7/11.3}$) for each PAH model spectrum. The central wavelengths of the Lorentzian features are given as fixed inputs of the fitting process at 6.2, 7.6, 8.6, 11.3 and 12.7 μm , whereas the widths and amplitudes are set free. Figure 6 shows $R_{7.7/11.3}$ as a function of $G\sqrt{T}/n_e$ and the PAH mean size. In the model and within the range of values we consider, this ratio depends much more on the PAH ionization than on the average size: neutral PAHs present a lower $R_{7.7/11.3}$ ratio than ionized PAHs (Draine & Li 2001; Bakes et al. 2001). For a mean size of $N_C = 45$ carbon atoms, $R_{7.7/11.3}$ grows from 0.95 at $G\sqrt{T}/n_e = 250 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ to 1.95 at $G\sqrt{T}/n_e = 4000 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$, whereas it goes from 1.0 to 2.2 for a mean size of $N_C = 85$ carbon atoms, between the same values of $G\sqrt{T}/n_e$. This ratio traces the PAH ionization state.

5.2. $R_{3.3/8.0,feat}$ as a tracer of PAH mean size

Since the model does not include the continuum underlying the 3.3 μm feature, we immediately obtain $R_{3.6/8.0,feat}$ by dividing the flux of the PAH model spectrum in the IRAC 3.6 μm channel by its equivalent in the IRAC 8.0 μm channel. Figure 6 shows $R_{3.6/8.0,feat}$ as a function of the PAH mean size and $G\sqrt{T}/n_e$. Unlike $R_{7.7/11.3}$, $R_{3.6/8.0,feat}$ depends on the PAH size as well as their ionization, and it is much more dependent on the PAH mean size when the PAHs are small. The 3.3 μm feature becomes fainter when the PAHs are big or ionized (Draine & Li 2001; Bakes et al. 2001). For a mean size of $N_C = 45$ carbon atoms,

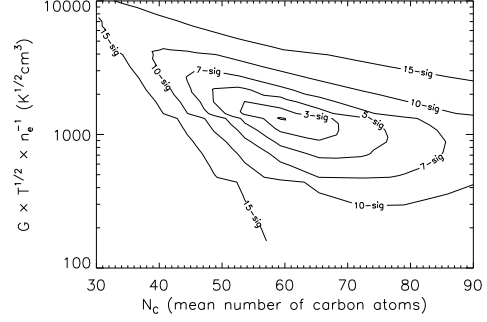


Fig. 7. Iso- χ^2 contours deduced from a fitting process of $R_{3.6/8.0}$, $R_{4.5/8.0}$, $R_{5.8/8.0}$, $R_{7.7/11.3}$ and $R_{3.6/8.0,feat}$, plotted as a function of N_C and $G\sqrt{T}/n_e$. For each couple of N_C and $G\sqrt{T}/n_e$, we take the lowest χ^2 , depending on the intensity and color temperature of the continuum. Only the statistical dispersion on the colors is taken into account on this figure. Systematic and statistical dispersions account for the same in the resulting uncertainties on the parameters.

$R_{3.6/8.0,feat}$ goes from 0.0175 when $G\sqrt{T}/n_e = 4000 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ to 0.0375 when $G\sqrt{T}/n_e = 250 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$, and from 0.005 to 0.0125 for $N_C = 85$ between the same values of $G\sqrt{T}/n_e$. This ratio, when coupled with the previous one, constrains the PAH mean size.

6. PAH size and ionization state across the diffuse ISM

Combining $R_{7.7/11.3}$ and $R_{3.6/8.0,feat}$ (see Fig. 6), we can now constrain the PAH mean size and ionization state for our inner Galactic spectrum, for which we have both these measurements. Adding the other IRAC colors $R_{3.6/8.0}$, $R_{4.5/8.0}$ and $R_{5.8/8.0}$, we simultaneously constrain the shape and strength of the continuum. We also discuss the variations of the PAH properties across the Galaxy.

6.1. Inner Galactic diffuse medium

For our inner Galactic spectrum, $R_{7.7/11.3} = 1.5 \pm 0.1$ and $R_{3.6/8.0,feat} = 0.016 \pm 0.002$. We compute a best-fit process over four parameters (N_C , $G\sqrt{T}/n_e$, and the continuum intensity and color temperature) taking into account five constraints (the two ratios previously detailed, as well as the three IRAC colors $R_{3.6/8.0}$, $R_{4.5/8.0}$ and $R_{5.8/8.0}$ given in Table 1). The resulting χ^2 is plotted in Figs. 7 and 8. The 3- σ error bars on the parameters correspond to $\chi^2 = 10$. Figure 9 shows the best-fit spectrum and corresponding physical parameters are listed in Table 3.

A PAH mean size of $N_C = 60$ carbon atoms is larger by a factor of 1.3 than the mean size of Desert et al. (1990). Along the inner Galaxy line of sight, half of the gas is molecular (see Sect. 2). A consistency check on the model is provided by the derived value of $G\sqrt{T}/n_e$ which should be close to that of the CNM. According to Li & Draine (2001) and Weingartner & Draine (2001), in a radiation field $G \approx 1$, $G\sqrt{T}/n_e = 250-380 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ for the CNM, $2200-2900 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ for the WNM and $1000 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ for the WIM. Considering that the radiation field increases from the inner Galaxy to the solar neighborhood by a factor of ~ 3 (Sodroski et al. 1997), the

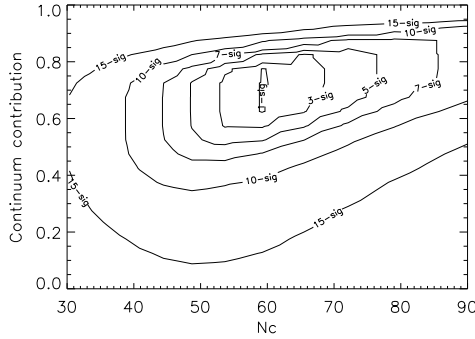


Fig. 8. Iso- χ^2 contours deduced from a fitting process of $R_{3.6/8.0}$, $R_{4.5/8.0}$, $R_{5.8/8.0}$, $R_{7.7/11.3}$ and $R_{3.6/8.0, \text{feat}}$ as a function of the continuum contribution to IRAC 3.6 μm channel and the PAH mean size. For each couple of N_c and continuum contribution, we take the lowest χ^2 , depending on $G\sqrt{T}/n_e$. Only the statistical dispersion on the colors is taken into account on this figure. Systematic and statistical dispersions account for the same in the resulting uncertainties on the parameters.

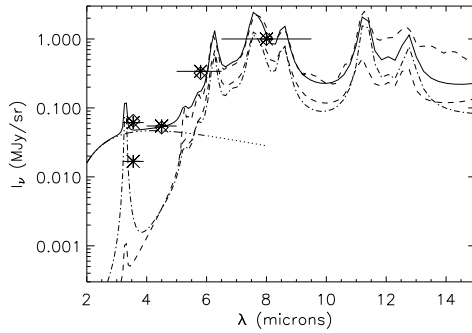


Fig. 9. Bold dashed line: CVF spectrum of the diffuse Galactic emission (for $N_H = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) centered on the Galactic coordinates (26.8, +0.8). Bold solid line: best fit resulting from the model, adding three components: PAH cations (dashed line), PAH neutrals (dash-dot line), and a continuum (dash-3-dot line). The parameters used for this fit are listed in Table 3. The origin of the continuum is discussed in Sect. 7.

ionization parameter for the CNM, near the molecular ring, is about $750\text{--}1140 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$, whereas the WIM and WNM are about $3000 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ and $6600\text{--}8700 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$. Our Galactic spectrum is then in a good agreement with a CNM dominated medium, assuming that the mean CNM electron density and gas temperature are constant across the Galaxy. From the ionization parameter, we derive that the PAHs are half-neutral and half-cation. The contribution of the continuum in IRAC 3.6 μm channel, $70\% \pm 12\%$ (see Fig. 8), which corresponds to $R_{3.6/4.5, \text{cont}} = 0.90 \pm 0.15$, is in agreement with the one empirically determined in Sect. 4.

6.2. Field-to-field variations

Sakon et al. (2004) have measured 6.2, 7.7, 8.6 and 11.3 μm features at different Galactic longitudes along the Galactic plane with IRTS spectroscopic data. They found that the 8.6 and 11.3 μm features were systematically stronger relative to the 6.2

Table 3. Best fit model output. Uncertainties result from statistical and systematic dispersions, which account for the same in the resulting uncertainties on the parameters.

Model output	Value
N_c	60 ± 9
$G\sqrt{T}/n_e$	$1350 \pm 450 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$
PAH ⁺ /PAH	$42\% \pm 7\%$
Continuum contribution to IRAC 3.6	$70\% \pm 12\%$

Table 4. $R_{7.7/11.3}$ from CVF lines of sight and from Sakon et al. (2004).

Line of sight	Galactic coordinates (l, b)	$R_{7.7/11.3}$
G26.8	(26.8, 0.8)	1.5 ± 0.1
G34.1	(34.1, 13.4)	1.6 ± 0.2
G30	(30.0, 3.0)	1.3 ± 0.1
G299.7	(299.7, -16.3)	1.2 ± 0.3
Sakon et al. (2004) $l = -8$	(-8, 0)	2.85 ± 0.17
Sakon et al. (2004) $l = 48$	(48, 0)	1.99 ± 0.05
Sakon et al. (2004) $l = -132$	(-132, 0)	1.42 ± 0.40
Sakon et al. (2004) $l = 172$	(172, 0)	1.65 ± 0.37

and 7.7 μm features in the outer Galaxy than in the inner Galaxy. They suggest that PAH dehydrogenation or compactness may explain such band to band variations rather than ionization, even if they do not derive definite conclusions. Our CVF data allow us to address this question.

In Table 4, we list $R_{7.7/11.3}$ values for the different CVF lines of sight presented in Sect. 2. The Lorentzian decomposition is made difficult on the CVF spectra by the weak S/N of some spectra and by the short range of covered wavelengths below 6.2 and above 12.7 μm . In order to estimate the uncertainties of this measure, we try different methods, that differ by the Lorentzian parameters we fix or set free (position, amplitude or width). We give the ratios in Table 4 where we also list the Sakon et al. (2004) values. Our two values for the inner galaxy (G26.8 and G30) are lower than those of Sakon et al. (2004) and there are no signs of a systematic Galactic gradient in the CVF data nor in $R_{3.6/8.0, \text{feat}}$ color (see Table 1).

Within our model, the observed variations in the $R_{3.6/8.0, \text{feat}}$ color of the Spitzer fields must trace variations in the PAH mean size. We refer to the solid lines plotted in Fig. 6. Since the stellar radiation field decreases from the inner to the outer galaxy, we consider that $G\sqrt{T}/n_e$ is lower for the GFLS fields than for the GLIMPSE field (we assume that T and n_e are almost constant from field to field). Besides, we use the CNM value of Li & Draine (2001) and Weingartner & Draine (2001) $G\sqrt{T}/n_e \approx 300 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ as a lower limit because some of the gas must be in the WNM and WIM phases, where this ionization parameter is higher. This range of ionization factors allows us to constrain the mean size for each field, using the value of $R_{3.6/8.0, \text{feat}}$ color. The derived PAH mean sizes are given in Table 1. To estimate the error bars, we use $R_{3.6/4.5, \text{cont}} = 0.9^{+0.1}_{-0.2}$ (resulting from the fit) in Eqs. (2) and (3). There is a factor of ~ 2 between the two extreme values, at (105.6, +8) with 38 ± 8 carbon atoms and at (105.6, +0.3) with 80 ± 20 carbon atoms. The other PAH mean sizes are about 50–60 carbon atoms. What clearly appears is that we observe significant variations in the PAH mean size: the field at (105.6, +8) has much smaller PAHs than the field at (105.6, +0.3) and the GLIMPSE field.

7. The origin of the NIR continuum

The NIR dust continuum, first detected in visual reflection nebulae (Sellgren et al. 1983) and observed in galaxies (Lu et al. 2003), is found to also exist in the diffuse ISM, where the radiation field is thousand times lower than in a reflection nebula like NGC 7023. This continuum accounts for 50% to 80% of the IRAC 3.6 μm channel intensity in the diffuse medium and its field-to-field variations are weak, relative to the IRAC 8.0 μm flux (see Table 1 and Fig. 8). We compare our values to the one found for galaxies by Lu et al. (2003); Lu (2004). We estimate the contribution of free-free and gas lines emission to their IRAC 3.6 and 4.5 μm colors, using the H_α to PAH emission ratio found by Roussel et al. (2001). The Lu (2004) corrected colors $R_{3.6/8.0} = 0.039\text{--}0.067$ and $R_{4.5/8.0} = 0.028\text{--}0.054$ are thus in agreement with those we measure, even if they seem to be slightly smaller.

The continuum observations raise two questions: what are the carriers? what is the emission process?

It is not scattered light. With the scattering properties for dust in the diffuse ISM given by Li & Draine (2001) and the NIR interstellar radiation field derived from DIRBE NIR sky maps, we estimate the intensity of the scattered light per H nucleon. The scattered light accounts for 4% and 1% of the measured continuum in IRAC 3.6 and 4.5 μm channels in the inner Galactic spectrum.

PAH fluorescence has been proposed to account for the continuum. We estimate the necessary photon conversion efficiency by dividing the number of photons emitted in the continuum between 2.5 and 5 μm by the number of photons absorbed in UV by PAHs. We assume that all of the UV energy absorbed by PAHs is re-emitted in the infrared and the mean energy of a UV photon absorbed by a PAH is 5.2 eV (Li & Draine 2001). We thus find that the necessary photon conversion efficiency is about 120%. Gordon et al. (1998) performed a similar calculation for the extended red emission (ERE) and obtained an efficiency lower-limit of 10% assuming that all the photons absorbed by the dust are absorbed by the ERE producing material. Taking into account that PAHs are responsible for one quarter of the dust UV energy absorption, we find a NIR efficiency a factor of 3 higher than the ERE efficiency. If we consider a solid photoluminescence process – due to VSGs – instead of the molecular fluorescence, it leads to an equivalent photon conversion efficiency, because VSGs absorb almost the same energy as PAHs. In terms of energy, the molecular fluorescence or solid photoluminescence have an efficiency of about 8.5%.

Sellgren (1984) have suggested that tri-dimensional grains of 45 to 100 carbon atoms that undergo stochastic heating like PAHs may be the carriers of the continuum in reflection nebulae. As mentioned in Sect. 6.2, the PAH mean size varies from $N_C = 38 \pm 8$ carbon atoms to $N_C = 80 \pm 20$ carbon atoms in the different IRAC fields we analyze. However, in our analysis, the continuum is not correlated with the PAH mean size. An & Sellgren (2003) found a systematic increase of the feature to continuum ratio with increasing distance to the exciting star of NGC 7023. This could only reflect the dependence of the feature emission on the ionization state and not tell us anything about the continuum.

The continuum emission questions the 3.3 μm feature interpretation. If there is an efficient fluorescence mechanism for the continuum, it could also account for the feature. Even if the carriers of the continuum and feature are distinct, we cannot discard the possibility that the emission process is the same. One cannot

be secure about the feature interpretation as long as the continuum origin remains unclear.

8. Conclusion

We combine IRAC (GFLS and GLIMPSE fields) and ISOCAM/CVF data to characterize the Near to Mid-IR Galactic diffuse ISM emission. Our results are as follows:

- Extended diffuse emission is visible in most fields at the four IRAC wavelengths. We obtain IRAC colors by correlating the spatial distribution of the extended emission from one channel to another. CVF spectroscopic data available on our main field, pointing towards the inner Galaxy, directly demonstrates that the emission in the 5.8 and 8.0 μm channels comes from PAHs (mainly 6.2 and 7.7 μm features). On the same field, comparison with 3.3 μm feature photometric measurements show that PAHs accounts for only 25% of the IRAC 3.6 μm channel flux. A NIR continuum, previously seen in reflection nebulae, must be present to account for the remaining fraction of the IRAC 3.6 μm channel flux and the totality of the IRAC 4.5 μm channel flux. This decomposition is generalized to the other fields to obtain the 3.3 μm feature and continuum contributions to the IRAC 3.6 μm channel flux.
- Among the fields we analyze, the PAH colors exhibit significant variations. On the contrary, the continuum remains almost constant, relative to the PAH flux in the IRAC 8.0 μm channel and is in agreement with the values found for galaxies.
- We interpret observed colors and their variations in terms of PAH mean size and ionization state. For this, we update the model of Desert et al. (1990) introducing different IR cross-sections for cation and neutral PAHs, determined from NGC 7023 IRAC and ISOCAM/CVF observations. We use two spectroscopic diagnostics within the model and fit our main field observations with a set of 5 colors. The ratio between the 7.7 and the 11.3 μm features leads to a constraint on $G\sqrt{T}/n_e$ which governs the equilibrium between cationic and neutral PAHs. For the GLIMPSE field, we find $G\sqrt{T}/n_e = 1300 \pm 200 \text{ K}^{1/2} \text{ cm}^3$ in agreement with theoretical expectations for a CNM dominated line of sight and the molecular ring radiation field. The cation fraction is about 50%. We also use the ratio between the 3.3 μm feature seen by IRAC 3.6 μm channel and the PAH emission in IRAC 8.0 μm channel to derive constraints on the PAH mean size. Combining both ratios, we show that there is a significant dispersion in the PAH mean size, which varies among the IRAC fields, from 38 to 80 carbon atoms.
- The continuum intensity is not correlated with the 3.3 μm feature, which implies that the continuum carriers might not be PAHs. It is not scattered light. A photon conversion efficiency of about 120% (energy conversion of 8.5%) is necessary to account for it by PAH fluorescence or VSG photoluminescence.

The IRAC colors we have measured should be useful for further analysis of the diffuse emission in IRAC images. An interesting development of this work should be the analysis of the IRAC colors and their variations on small spatial scales towards nearby clouds at high Galactic latitude to probe the evolution of PAH size distribution in interstellar clouds. If variations of PAH size distribution is confirmed, it could be correlated with variations in the extinction curve and diffuse infrared bands

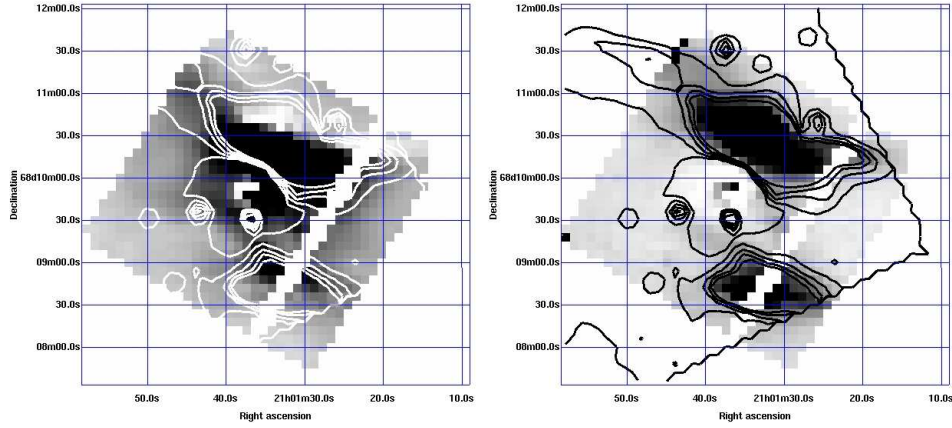


Fig. A.1. NGC 7023 weight maps of PAH cations (*left*) and neutrals (*right*), where the illuminating star is at the center and the black pixels code for the highest weights. The contours of $I_{3.3 \text{ feature}}(i, j)$ are added in white (*left*) or black (*right*). Small scale contours (e.g. at $(\alpha, \delta) = (21^{\text{h}}01^{\text{m}}30^{\text{s}}, 68^{\circ}11'30'')$) are due to bright point sources, not taken into account in the fitting process.

(DIBs) in order to trace the contribution of small PAHs to these signatures.

Table A.1. Amplitudes and widths for PAH cations and neutrals that gives the integrated cross-sections, both normalized to the 3.3μ feature.

Appendix A: Determination of neutral and cation PAH cross-sections

In order to interpret IRAC colors and their variations in terms of PAH mean size and ionization state, we update the model of Desert et al. (1990) to take into account the size depending ionization state of the PAHs. We thus introduce distinct emission properties for neutral and cationic PAHs. Immediately note that this model only gives an account of the PAH features emission but not of the continuum emission. The 3 to $13 \mu\text{m}$ absorption cross sections of these two PAH forms are deduced from spectro-imaging CVF and IRAC observations of NGC 7023.

First, emission spectra $I_{\nu}^+(\lambda)$ and $I_{\nu}^0(\lambda)$ of pure PAH cations or neutrals are obtained through the following procedure. We start from the Rapacioli et al. (2005) spectra for $\lambda > 5 \mu\text{m}$ based on their linear decomposition of the NGC 7023 ISOCAM/CVF observations. With these spectra, we make a linear decomposition of CVF map which gives us weight-maps $CAT(i, j)$ and $NEU(i, j)$ of the PAH neutrals and cations spectra contributions (see Eq. (A.1) and Fig. A.1). $CONST(i, j, \lambda)$ accounts for emission of larger dust particles (VSGs).

$$I_{\nu}(i, j, \lambda) = I_{\nu}^0(\lambda) \times NEU(i, j) + I_{\nu}^+(\lambda) \times CAT(i, j) + CONST(i, j, \lambda). \quad (\text{A.1})$$

With these two weight-maps, we decompose the difference map between IRAC $3.6 \mu\text{m}$ and IRAC $4.5 \mu\text{m}$ channel, according to Eq. (2), to obtain $I_{\nu}^+(\lambda)$ and $I_{\nu}^0(\lambda)$ at $\lambda = 3.6 \mu\text{m}$. We also perform this decomposition on the IRAC $8.0 \mu\text{m}$ channel.

The second step is to invert the emission spectra into absorption cross sections of PAH neutrals and cations. We assume that the PAH size distribution is the one of Desert et al. (1990) model and we approximate the spectral distribution of NGC 7023 radiation field by a black body of $T_{\text{eff}} = 17000 \text{ K}$ (the effective temperature of the illuminating star). The inversion does not depend on field intensity. We iterate on the cross sections values

$\lambda (\mu\text{m})$	a_{neutral}	$W_{\text{neutral}} (\text{cm}^{-1})$	a_{cation}	$W_{\text{cation}} (\text{cm}^{-1})$
3.3	1.0	20	1.0	20
5.25	0.013	43	0.82	43
5.7	0.026	43	0.69	43
6.2	0.401	25	24.0	32
6.85	0.064	65	3.65	85
7.5	0.129	26	9.60	36
7.6	0.450	31	17.3	26
7.83	0.206	31	14.4	45
8.6	1.29	20	54.7	25
11.3	3.34	10	28.8	20
12.0	0.154	12	5.28	15
12.7	0.900	13	21.1	10

until the model reproduces the emission spectra, and the intensity in IRAC $8.0 \mu\text{m}$ channel and $3.3 \mu\text{m}$ feature to an accuracy better than 10%.

The final amplitudes and widths for both PAH cations and neutrals are given in Table A.1. The integrated cross-sections are given by the products of these two quantities. The cross-sections ratios for a given ionization state differ from those of Li & Draine (2001) by up to a factor of a few. The good correlation between PAH neutrals and the feature clearly appears in Fig. A.1, where contours are the $3.3 \mu\text{m}$ feature intensity, whereas PAH cations are closer to the star. The cross-sections of pure PAH cations and neutrals, for the Mathis radiation field and for the standard size distribution are shown in Fig. A.2.

The model is coupled with a module that computes the cation, neutral and anion fractions for each PAH size from the local balance between the photo-ionization, the electron recombination, the electronic attachment and the photo-detachment processes as quantified by (Le Page et al. (2001)). The cation to neutral fraction depends on $G \sqrt{T}/n_e$, where G is the integrated far ultraviolet (6–13.6 eV) radiation field expressed in units of the Habing radiation field, T is the gas temperature and n_e is the electronic density. The fraction of PAH anions

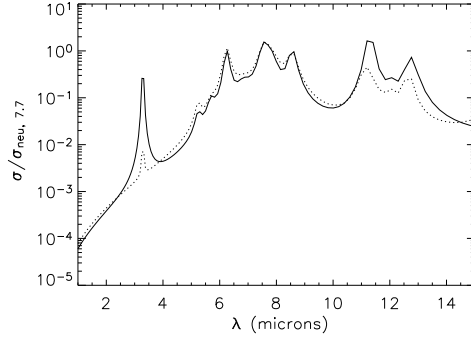


Fig. A.2. Neutral (solid lines) and cationic (dotted lines) PAH cross sections, for a 60 carbon atoms PAH, normalized to the 7.7 μm value for neutral PAH.

is computed to be small for diffuse ISM physical conditions ($G\sqrt{T}/n_e \sim 100\text{--}3000$). The small fraction of anions is assumed to have the same emission properties than neutrals.

References

- Altenhoff, W. J., Downes, D., Pauls, T., & Schraml, J. 1979, *A&AS*, 35, 23
 An, J. H., & Sellgren, K. 2003, *ApJ*, 599, 312
 Arendt, R. G., Odegard, N., Weiland, J. L., et al. 1998, *ApJ*, 508, 74
 Bakes, E. L. O., Tielens, A. G. G. M., & Bauschlicher, C. W. 2001, *ApJ*, 556, 501
 Beckert, T., Duschl, W. J., & Mezger, P. G. 2000, *A&A*, 356, 1149
 Bernard, J. P., Boulanger, F., Desert, F. X., et al. 1994, *A&A*, 291, L5
 Boulanger, F., Baud, B., & van Albada, G. D. 1985, *A&A*, 144, L9
 Boulanger, F., Abergel, A., Cesarsky, D., et al. 2000, in *ISO Beyond Point Sources: Studies of Extended Infrared Emission*, ESA SP-455, 91
 Boulanger, F., Lorente, R., Miville Deschênes, M. A., et al. 2005, *A&A*, 436, 1151
 Burton, W. B., & Hartmann, D. 1994, *Ap&SS*, 217, 189
 Cohen, R. S., Dame, T. M., & Thaddeus, P. 1986, *ApJS*, 60, 695
 Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
 Dickinson, C., Davies, R. D., & Davis, R. J. 2003, *MNRAS*, 341, 369
 Draine, B. T., & Li, A. 2001, *ApJ*, 551, 807
 Dwek, E., Arendt, R. G., Fixsen, D. J., et al. 1997, *ApJ*, 475, 565
 Giard, M., Lamarre, J. M., Pajot, F., & Serra, G. 1994, *A&A*, 286, 203
 Gordon, K. D., Witt, A. N., & Friedmann, B. C. 1998, *ApJ*, 498, 522
 Hummer, D. G., & Storey, P. J. 1987, *MNRAS*, 224, 801
 Indebetouw, R., Mathis, J. S., Babler, B. L., et al. 2005, *ApJ*, 619, 931
 Le Page, V., Snow, T. P., & Bierbaum, V. M. 2001, *ApJS*, 132, 233
 Leger, A., & Puget, J. L. 1984, *A&A*, 137, L5
 Li, A., & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 554, 778
 Lu, N. 2004, *ApJS*, 154, 286
 Lu, N., Helou, G., Werner, M. W., et al. 2003, *ApJ*, 588, 199
 Mattila, K., Lemke, D., Haikala, L. K., et al. 1996, *A&A*, 315, L353
 Rapacioli, M., Joblin, C., & Boissel, P. 2005, *A&A*, 429, 193
 Reynolds, R. J. 1992, *ApJ*, 392, L35
 Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
 Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001, *A&A*, 372, 427
 Sakon, I., Onaka, T., Ishihara, D., et al. 2004, *ApJ*, 609, 203
 Savage, B. D., & Mathis, J. S. 1979, *ARA&A*, 17, 73
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
 Sellgren, K. 1984, *ApJ*, 277, 623
 Sellgren, K., Werner, M. W., & Dinerstein, H. L. 1983, *ApJ*, 271, L13
 Sodroski, T. J., Odegard, N., Arendt, R. G., et al. 1997, *ApJ*, 480, 173
 Tanaka, M., Matsumoto, T., Murakami, H., et al. 1996, *PASJ*, 48, L53
 van Dienenhoven, B., Peeters, E., Van Kerckhoven, C., et al. 2004, *ApJ*, 611, 928
 Verstraete, L., Pech, C., Moutou, C., et al. 2001, *A&A*, 372, 981
 Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, *ApJS*, 134, 263

B

Deuxième article

Submitted to the Astrophysical Journal 16Jan07

Spitzer Space Telescope discovery of a supernova remnant at the center of the Eagle Nebula?

F. Boulanger¹, N. Flagey^{1,2}, A. Noriega-Crespo², S. J. Carey², R. Paladini², F. R. Marleau², S. Shenoy², K. E. Kraemer³, T. Kuchar⁴, D. R. Mizuno⁴ & D. L. Padgett²

ABSTRACT

We report the discovery of diffuse infrared emission with an unusually high dust temperature (90 K) that fills the cavity of the Eagle Nebula massive star forming region. This shell-shaped emission stands out in the Spitzer 24 μ m image while the Nebula pillars are the strongest emission features at 8 and 70 μ m. We argue that the shell emission cannot be powered by the cluster UV radiation **nor by the stellar winds**. We propose that it reveals collisionally heated dust in a young (~ 3000 yrs) supernova remnant (SNR). To account for the observed infrared brightness, the SNR shock must be radiative. The Eagle shell may be the first instance of infrared luminous SNRs with distinct observational properties because they expand in a dense dusty environment. **This interpretation remains to be tested against additional observations.** The plasma cooling by dust emission may explain why the remnant was not discovered earlier through radio or X-ray observations.

Subject headings: ISM: individual (M16) — infrared: ISM — ISM: dust, extinction — ISM: supernova remnants — stars: formation

1. Introduction

The Eagle Nebula (M16) is a nearby ($d = 2.0 \pm 0.1$ kpc, Hillenbrand et al. 1993) massive star forming region made a sky icon by the publication of spectacular Hubble Space

¹Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS and Université Paris-Sud, Orsay, F-91405

²Spitzer Science Center, California Institute for Technology, Pasadena, CA 91125

³Air Force Research Laboratory, Hanscom AFB, MA 01731

⁴Institute for Scientific Research, Boston College, Boston, MA 02135

Telescope images of the ionized gas emission (Hester et al. 1996). The radiation and winds from a cluster of ~ 20 massive stars have carved a cavity in their parent molecular cloud creating spectacular elephant trunks known as the "pillars of creation" because they foster a new generation of stars.

We looked at Spitzer Space Telescope observations of the Eagle Nebula with the plan of characterizing dust evolution across the pillars photo-evaporative flows, following an earlier study based on Infrared Space Observatory imaging and spectroscopic observations (Pilbratt et al. 1998; Urquhart et al. 2003). Our attention quickly focused on shell-like emission that fills the Nebula cavity and out shines the pillars in the $24\mu\text{m}$ image (Fig.1). In this letter, we characterize this emission and argue that it reveals the recent (~ 3000 years) death of one of the Eagle Nebula massive stars in a supernova explosion.

2. The Eagle Infrared Shell

The Eagle Nebula (Fig.1) has been observed by the Spitzer Space Telescope as part of the GLIMPSE (Benjamin et al. 2003) and MIPS GAL (Carey et al. 2005) inner Galaxy surveys (Spitzer programs P00146 & P20597, respectively). In both cases we have used their enhanced products (Squires et al. 2005). The $24\mu\text{m}$ data has been complemented with archival observations (Spitzer program P20726) and reprocessed using the standard *Spitzer* Post-Basic Calibrated Data tools (<http://ssc.spitzer.caltech.edu/postbcd/>). The GLIMPSE survey has made use of the Infrared Array Camera (IRAC, Fazio et al. 2004), while the MIPS GAL one of the Multi-wavelength Photometer (MIPS, Rieke et al. 2004).

The IRAC $8\mu\text{m}$ and MIPS $70\mu\text{m}$ images show the molecular cloud surfaces heated by the cluster UV radiation: the pillars and less contrasted emission extending towards the cluster from the North and the East. To the NW and SE, one sees the rim of an outer shell that corresponds to the edge of the nebula as seen in $\text{H}\alpha$. The MIPS $24\mu\text{m}$ image has a distinct morphology with a shell filling the cavity in between the pillars. The shell extends over $12'$ in the NW-SE direction towards the main pillars and further out to the SW where the IRAC $8\mu\text{m}$ image shows no emission. Through the Letter, we use a mean shell radius, R_S , of 4pc ($7''$). The brightest features have a brightness contrast of 1200MJy sr^{-1} over distances of 0.4pc ($40''$). One bright feature to the East of Pillar I (Hester et al. 1996), hereafter Pilbratt's blob, is within the smaller field observed at mid-infrared wavelengths by ISO (Pilbratt et al. 1998; Urquhart et al. 2003). These authors identified its distinct mid-infrared spectral energy distribution, but the lack of far-infrared observations, now available with Spitzer, prevented them to conclude anything specific on its nature.

– 3 –

We performed aperture photometry at various brightness peaks in the shell used as ON positions and local minima used as OFF positions. In Table 1, we list $R(24,70)$ colors ($S_\nu(24\mu\text{m})/S_\nu(70\mu\text{m})$) for Pilbratt’s blob, a bright filament on the opposite, northern, side of the shell and Pillar I the brightest pillar in the infrared (Pilbratt et al. 1998). These values are unusually high among evolved H II regions like M16. To get a sample for comparison, we looked at infrared bubbles from the GLIMPSE survey (Churchwell et al. 2006) with similar morphology, size and $70\mu\text{m}$ brightness (Table 1). Each selected bubble has structured $24\mu\text{m}$ emission within a cooler outer rim. The condition on size and far-infrared brightness ensures that we are comparing bubbles of similar age and luminosity. We measured their $R(24,70)$ colors in the same way we did for the M16 shell. Table 1 also includes values for the Orion Nebula and M17 H II regions derived from Kuiper Airborne Observatory data (Werner et al. 1976; Gatley et al. 1979), for Cas A (Hines et al. 2004) and a MIPS GAL SNR.

In Figure 2, the Spitzer observations are combined with ISO and MSX observations to present the Spectral Energy Distribution (SED) of the M16 shell. It is compared to that measured at the tip of Pillar I and that of Cas A. The ISO spectrum shows that the shell SED is dominated by dust emission. To compute the bolometric brightness, we extrapolate the SED to $\lambda > 70\mu\text{m}$ with the dust model fit presented in Section 3.1 for which the grain equilibrium temperature is 90 K. The mean shell brightness, $S_\nu(24\mu\text{m}) = 600 \text{ MJy sr}^{-1}$, gives a bolometric brightness of $S_d = 1.2 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. **Scaling by the shell surface, we get an estimate of the shell infrared luminosity of $1.5 \times 10^5 L_\odot$.**

The Ne II ($12.81\mu\text{m}$), S IV ($10.51\mu\text{m}$) and Ne III ($15.55\mu\text{m}$) lines are present with a low equivalent width in the ISO spectrum of Pilbratt’s blob. We used the Ne II and Ne III line emissivities given by Willner and Nelson-Patel (2002) for a temperature $\sim 10^4 \text{ K}$ and the Orion Neon abundance, 8×10^{-5} (Esteban et al. 1998), to estimate Pilbratt’s blob emission measure to 10^4 pc cm^{-6} for a bolometric infrared brightness $2.4 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

3. What is powering the dust emission

3.1. Ultraviolet heating

The Eagle nebula is a star forming region where the infrared emission is expected to be powered by UV photons. We quantified the stellar radiation field needed to power the infrared shell using the Desert et al. (1990) dust model. For the Very Small Grains (VSGs), we used the optical properties and heat capacity of small graphite particles. The stellar radiation was approximated by the synthetic spectrum of a young (2 Myr) cluster of massive stars using the Starburst99 (www.stsci.edu/science/starburst99/) stellar synthesis model for

Table 1:

Object	R(24,70) ^a	S _ν 70μm ^a MJy/sr	Radius pc
Pillbrat’s blob	1.58 ± 0.20	100-750	7
Filament	1.28 ± 0.12	650-850	
Pillar I	0.15 ± 0.03	1700-3000	
N2	0.37 ± 0.05	70-280	16.9
N24	0.27 ± 0.02	150-200	11.0
N59	0.20 ± 0.02	150-500	12.9
N64	0.19 ± 0.04	180-250	5.0
N68	0.27 ± 0.07	400-500	4.9
N94	0.14 ± 0.02	100-120	3.7
N107	0.27 ± 0.01	100-400	15.5
Orion	0.25 ± 0.15		
M17a	0.19 ± 0.07		
SNR G11.2-0.3	1.3 ± 0.5	50-100	2
Cas-A	2.05 ± 0.20		1.5

^a Uncertainties and range from different ON-OFF pairs.

– 5 –

a Salpeter IMF and a $100 M_{\odot}$ upper mass cut-off. The Starburst99 model is only used to have the spectral shape of the cluster radiation. We run the dust model for a range of radiation field intensities obtained by scaling the Starburst99 spectrum. By summing the luminosities of the 24 most massive members (Dufton et al. 2006), we estimated the cluster luminosity to be $3.4 \times 10^6 L_{\odot}$. Based on the Starburst99 spectrum half of it is emitted from 912 to 2000 Å. At a distance of the 4 pc shell radius, we estimate the cluster radiation field to be 2200. Hereafter, we express the intensity in units of the Solar Neighborhood far-UV field: $1.6 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ integrated from 912 to 2000 Å (Habing unit).

In Figure 3, various model results are presented. Pillar I SED is fitted by a model that combines emission from a PAH-free ionized gas layer ahead from a PAH emitting neutral Photo-Dissociation Region (PDR). The PDR radiation field has no Lyman continuum photons and is attenuated by the extinction across the ionized layer. The model fit gives a radiation field incident on Pillar I ~ 2000 in agreement with the estimate of White et al. (1999) from the radio free-free brightness and that derived from the cluster luminosity. A good fit to the shell SED is obtained with no PAHs and the standard Galactic dust mass fraction in VSGs for a radiation field one order of magnitude higher. What may account for the factor 10 difference with the value derived from the cluster luminosity?

Lyman α photons are an additional source of dust heating in H II gas. The Lyman α contribution to the IR brightness is $S_{\text{Ly}\alpha} = \text{EM} \times a_2 \times h\nu_{\text{Ly}\alpha}$ where EM is the emission measure and a_2 the hydrogen recombination coefficient to levels 2 and higher. The equation assumes that all recombinations in excited levels produce a Ly α photon that is absorbed by dust. For the Pilbratt’s blob emission measure of 10^4 pc cm^{-6} (Section 2), we get $S_{\text{Ly}\alpha} = 0.16 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. This is only 7% of the blob infrared brightness.

The shell luminosity is 4% of the cluster luminosity. This fraction is one order of magnitude higher than the mechanical to radiative luminosity ratio that is a few 10^{-3} in the starburst99 models. Taking into account that the shell is not optically thick in the UV – it reprocesses only a small fraction of the cluster luminosity – the energetic requirement safely excludes shell excitation by UV produced in wind driven shocks.

Figure 3 presents the R(24,70) color for two extreme dust size distributions: only Big Grains (BGs) with a lower size cut-off of 15 nm emitting at their equilibrium temperature and only stochastically heated VSGs with an upper size cut-off of 15 nm. These dashed and dotted curves show that the radiation field discrepancy cannot be solved even if we consider these extreme cases that do not provide a good spectral fit to the shell SED.

3.2. Collisional heating

Faced with the difficulty of explaining the shell far-infrared color with UV heating, we quantified the required conditions for dust excitation by gas-grain collisions. We considered emission at equilibrium temperature from a mixture of large (radius $a > 10$ nm) graphite and silicates grains (30 and 70% in mass) within shock heated gas. The R(24,70) shell color is matched for a dust heating rate per unit dust mass $\Gamma = 3 \times 10^6 \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}$.

We used the work of Dwek (1987) to compute the set of electron densities and temperatures, n_e and T_e , for which the required dust heating is provided by grain-electron collisions. For $T_e < 10^7 \text{ K}$, the set of solutions is approximated by the power law $n_e = 500 \times (T_e/10^6 \text{ K})^{-\frac{3}{2}} \times (a/5 \times 10^{-6} \text{ cm}) \text{ cm}^{-3}$ where a is the effective grain radius defined by the large grains volume to surface ratio; the reference value of $5 \times 10^{-6} \text{ cm}$ corresponds to the standard interstellar power law size distribution of large grains with an index of -3.5 and an upper cut-off of $0.25 \mu\text{m}$. **The plasma pressure is $P_S/k = 1.9 \times n_e T_e = 10^9 \times (T_e/10^6 \text{ K})^{-\frac{1}{2}} \times (a/5 \times 10^{-6} \text{ cm}) \text{ K cm}^{-3}$. Shock heated gas is observed within wind blown cavities of luminous star forming regions (e.g. M17 and Rosette Nebula, Townsley et al. (2003)) but the gas pressure, a few 10^6 K cm^{-3} , is too low to account for the Eagle shell dust temperature.** Multiplying the pressure by the shell volume, we get an estimate of the shell thermal energy $\sim 10^{51} \text{ ergs}$ that corresponds to the kinetic energy released by a supernova explosion.

4. A Supernova remnant in the Eagle Nebula

In this section, we address the supernova interpretation in more details. First, we show that the gas density must be high enough for the supernova shock to be radiative. Second, we raise the problem of the absence of a conspicuous counterpart in X-rays and at radio wavelengths.

4.1. Shell cooling through dust emission

For isobaric cooling, the full power radiated by the shocked gas per unit surface is $B_S = \frac{5}{2} \times P_S \times V_S/4$ (Shu 1991). The shock velocity V_S is related to the post-shock electron temperature by the relation $V_S = (\frac{16}{3} \times k T_e / \mu)^{0.5}$ where μ is the mass per particle. Combining these equations with the required conditions for collisional dust excitation in section 3.2, we get $B_S = 2.5 \pm 0.3 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ for $10^6 \leq T_e \leq 10^7 \text{ K}$. This value is comparable to the infrared brightness of Pilbratt's blob. Thus, the supernova interpretation requires the gas

– 7 –

cooling time to be smaller than the supernova age.

The gas cooling time is set by the observed dust emission: $t_{\text{cool}} = \frac{5}{2} \times 2.3 \times k T_e / (\Gamma \times m_p \times x_d)$ where m_p is the proton mass and x_d the dust to hydrogen mass ratio. We estimate the remnant age using the energy conserving expansion equations (Shu 1991): $t_S = 0.4 \times R_S / V_S = 3200 \times (T_e / 3 \times 10^6 \text{ K})^{-0.5}$ years. We find that $t_{\text{cool}} < t_S$ for $n_1 > 0.1 \times x_d^{-1} \text{ cm}^{-3}$ where n_1 is the hydrogen pre-shock density. This density is related to the electron density derived from the dust collisional excitation (section 3.2) through the mass conservation equation: $n_1 = n_e / 4 / 1.2$ where the factor 1.2 comes from the ionization of Helium. Dust destruction must occur but it remains partial (Dwek et al. 1996). For $x_d \geq 5 \times 10^{-3}$, we find $n_1 \geq 20 \text{ cm}^{-3}$ and $T_e \leq 3 \times 10^6 \text{ K}$.

For a pre-shock temperature of 7500 K, the required density of 20 cm^{-3} corresponds to a pre-shock pressure of $3 \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$ that can be accounted for by the stellar winds ram pressure. Thus, we propose that the Eagle shell is a ~ 3000 years old supernova remnant. The shock has expanded into photo-ionized gas evaporated out of the M16 molecular clouds. The shock is cooling through dust emission and has already become radiative.

4.2. The Eagle shell in X-ray and radio observations

The supernova interpretation needs to be tested against additional observations. In terms of stellar evolution it is a plausible hypothesis. The M16 cluster is young but one member, a $30 M_\odot$ star, has an estimated age of 6 Myr (Hillenbrand et al. 1993) larger than the lifetime of a more massive star that could have exploded. Because known supernova remnants have all been identified in X-rays and/or radio observations, it is natural to ask why the infrared shell has not been discovered earlier at these wavelengths?

Linsky et al. (2007) recently published deep Chandra observations of M16. We downloaded their image from the archive, filtered out the brightest point sources with a median filter and smoothed the image to $40''$. Emission is seen over the central $\sim 5'$ of the infrared shell. A quantitative estimate of the diffuse emission requires a careful subtraction of faint point sources. It will constrain the post-shock gas temperature and test the proposed interpretation. We also looked at the Parkes and Effelsberg 6 and 11 cm Galactic radio surveys. The radio emission is dominated by thermal emission from the ionized gas. We estimated the 11 cm synchrotron brightness to be $\sim 5 \text{ K}$ (20% of the nebula brightness) by making an appropriate difference between the two maps, assuming a spectral index of 0.6 for the synchrotron emission. This value is within the scatter in the observed relation between radio brightnesses and remnants diameters (Berkhuijsen 1986) on the low side.

The absence of a conspicuous X-ray and radio counterparts may be a corollary to its high infrared luminosity. The Eagle shell infrared luminosity is 10 times that of Cas A and 100 times that of the Small Magellanic Cloud SNR 1E 0102.2-7219 (Stanimirovic et al. 2005). This last SNR has the same linear diameter than the Eagle shell but has expanded in a low density, dust poor gas. For a given supernova energy and shell radius, the shock velocity scales as $n_1^{-0.5}$ and the post shock gas temperature as n_1^{-1} (Shu 1991). For a given density, the cooling length set by the dust emission and thereby the X-ray brightness scales as the inverse of the dust abundance. The M16 shell X-ray emission is thus expected to be fainter than that of 1E 0102.2-7219 because (1) the post shock gas temperature is lower – this shifts the X-ray emission to lower energy photons that are more efficiently absorbed by foreground gas – and (2) most of the shocked gas has already cooled through dust emission. These two factors are related to the specific environment in which the purported M16 supernova would have occurred. The shock cooling might also quench the production of relativistic electrons and thus the radio synchrotron emission as discussed by Asvarov (2006).

We have shown that the shell infrared brightness may be accounted for only if the shock is radiative. The ionized gas emission lines present in the spectrum of Pilbratt’s blob would be tracing the post shock gas that has already cooled down to $\sim 10^4$ K. This gas should be at a distinct velocity than the photo-ionized gas that has not been accelerated by the supernova shock. This can be checked through optical spectroscopy.

5. Perspectives

The supernova interpretation opens an unexpected perspective on the Eagle nebula pillars. In the Spitzer images, the shell encompasses the pillars. Even if it is possible that the explosion center is offset along the line of sight, the supernova interpretation raises the question of a possible interaction. Could the pillars have been shaped by the blast wave? Millimeter line and continuum observations show the presence of dense molecular cores at the pillar tips (White et al. 1999). The original clumps would have first been shaped into cometary clouds by the stars radiation. The physics of their interaction with the blast wave is described by McKee and Cowie (1975). The clouds are quickly embedded in the supernova shell. Bow shocks form around each of them. The clouds sides are compressed by the hot gas pressure and their tips crushed by the impact ram pressure. This scenario of the pillars origin will need to be quantitatively confronted with observations.

Our interpretation of the Spitzer observations are opening additional perspectives for further study. (1) The Eagle SNR would be the first one to be identified in the infrared through dust emission. Its characteristics provide criteria combining infrared colors and

diameter to look for infrared bright SNRs in massive star forming regions that are missed in X-rays and in radio due to radiative cooling. (2) It offers a striking illustration of the impact of infrared emission on the energetics of supernovae occurring in dense dusty environments. The dust emission reduces considerably the cooling time affecting their dynamics and their feedback on interstellar matter because the early loss of internal energy reduces the build-up of momentum in the swept gas. This may be a general characteristics of supernovae in starburst galaxies. (3) It is an additional link between the Eagle Nebula and the early history of the Solar system where decay products of radioactive elements produced in a supernova explosion are found.

We thank Anne Decourchelle and Thierry Montmerle for helpful discussions. This work is based [in part] on observations made with the Spitzer Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA. Support for this work was provided by NASA through an award issued by JPL/Caltech. FB acknowledges support from the Centre National d’Etudes Spatiales. NF acknowledges support from the visiting graduate student program of the Spitzer Science Center.

REFERENCES

- Asvarov, A.I. 2006, *A&A* 459, 519
- Benjamin, R. A. et al. 2003, *PASP* 115, 953
- Berkhuijsen, E. M. 1986, *A&A* 166, 257
- Carey, S. et al. 2005, *BAAS* 37, 1252
- Churchwell, E., Povich, M. S., Allen, D. et al. 2006 *ApJ* 649, 759
- Désert, F., X., Boulanger, F., Puget, J. L. 1990, *A&A* 237, 215
- Dufton, P. L., Smartt, S. J., Lee, J. K. et al. *A&A* 457, 265
- Dwek, E. 1987, *ApJ* 322, 812
- Dwek, E., Foster, S., M. & Vancura, O. 1996, *ApJ* 457, 244
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S. & Escalante, V. 1998, *MNRAS* 295, 401
- Fazio, G. G. et al. 2004, *ApJS* 154, 10

- Gatley, I., Becklin, E. E., Sellgren, K. & Werner, M. W. 1979, ApJ 233, 575
- Hester, J. J., Scowen, P. A., Sankrit, R. et al. 1996, AJ 111, 2349
- Hillenbrand, L. A., Massey, P., Strom, S. E. & Merrill, K. M. 1993, AJ 106, 1906
- Hines, D.C. Rieke, G.H., Gordon, K.D. et al. 2004, ApJS 154, 290
- Linsky, J. L., Gagné, M., Mytyk, A., McCaughrean, M. & Andersen, M. 2007, ApJ 654, 347
- McKee C. F. & Cowie, L. L. 1975, ApJ 195, 715
- Pilbratt, G.,L., Altieri, B., Blommaert, J.,A.,D.,L. et al. 1998, A&A 333, L9
- Rieke G. H. et al. 2004, ApJS 154, 25
- Squires, G. K., Storrie-Lombardi, L. & Spitzer Legacy Project Team, BAAS 37, 1323
- Shu, F.H. 1991, The Physics of Astrophysics, Volume II: Gas Dynamics, p. 226-240
- Urquhart, J.S., White, G.J., Pilbratt, G.,L. & Fridlund, C.,V.,M. 2003, A&A 409, 193
- Townsley, L. K., Feigelson, E. D., Montmerle, T., Broos, P. S., Chu, Y.-H. & Garmire, G. P. 2003 ApJ593, 874
- Stanimirović, S., Bolatto, A. D., Sandstrom, K. et al. 2005 ApJ 632, L103
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001 ApJ 548, 296
- Werner, M. W., Gatley, I., Becklin, E. E. et al. 1976, ApJ 204, 420
- Willner, S.P. & Nelson-Patel , K. 2002 ApJ 568, 679
- White, G. J., Nelson, R. P., Holland, W. S. et al. 1999 A&A 342, 233

11



Fig. 1. Composite Spitzer color image combining the IRAC 4.5 and 8 μm (blue) bands with MIPS 24 (green) and 70 μm (red). The FOV is $\sim 30'$, N is up and E is left.

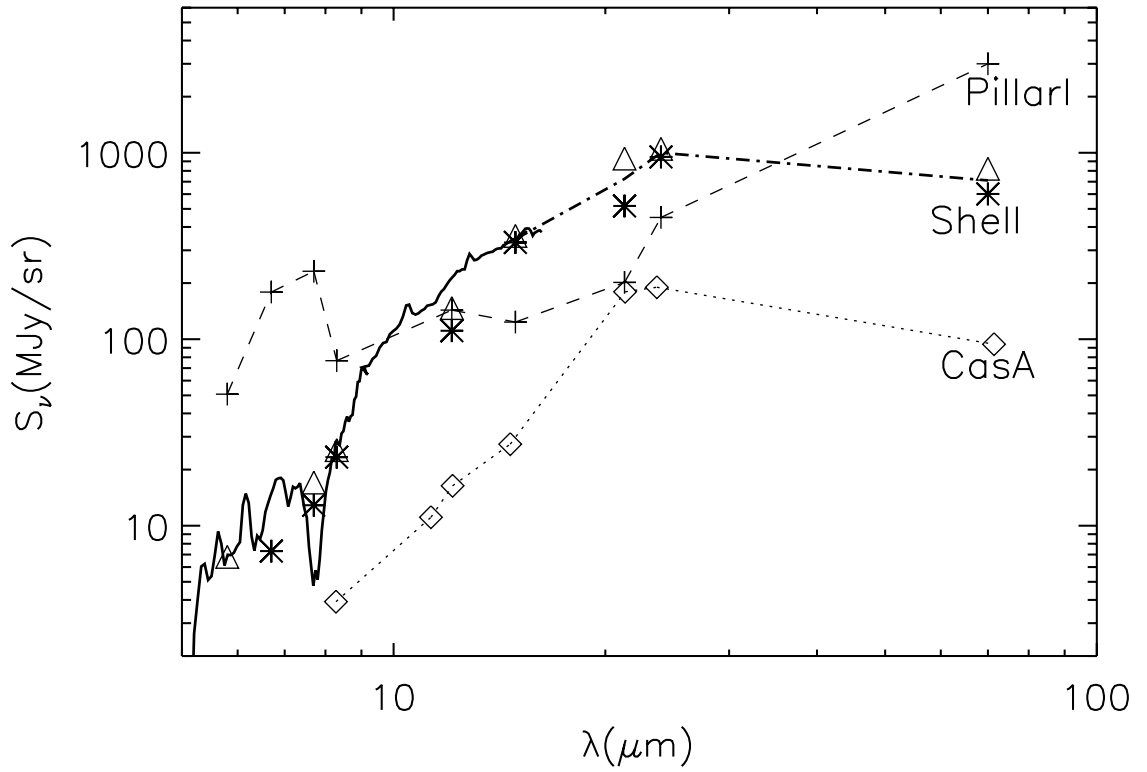


Fig. 2.— Shell SED compared to that measured at the tip of Pillar I (crosses) and that of Cas A (diamonds). The solid line is a low ($R=40$) resolution ISO spectrum of Pilbratt’s blob. Uncertainties are comparable to the differences between Pillbrat’s blob (stars) and the filament (triangles) SEDs.

– 13 –

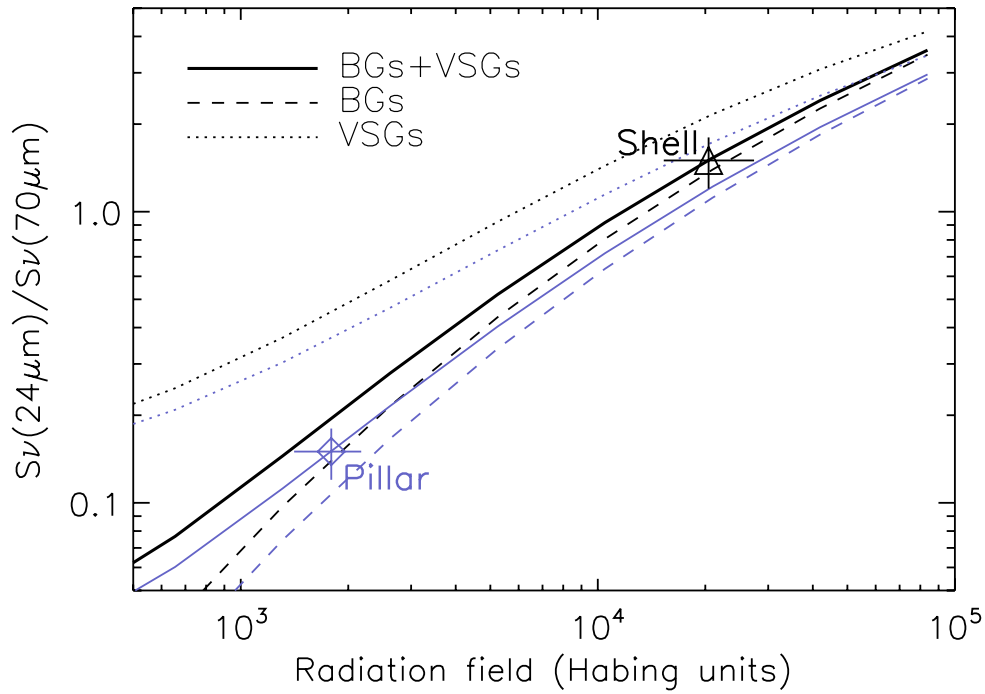


Fig. 3.— Model color ratios $S_\nu(24\mu\text{m})/S_\nu(70\mu\text{m})$ versus far-UV radiation field intensity with observed shell and pillar colors from Table 1. The color (gray in printed version) lines represent the Pillar model that includes a PDR component with no Lyman continuum heating.

C

Publications

C.1 Publications dans des revues à comité de lectures

- "Spitzer/IRAC and ISOCAM/CVF insights on the origin of the near to mid-IR Galactic diffuse emission"
Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L., Miville-Deschênes, M.A., Noriega-Crespo, A., & Reach, W.T., 2006, A&A, 453, 969
- "Spitzer Space Telescope discovery of a supernova remnant at the center of the Eagle Nebula ?"
 Boulanger, F., **Flagey, N.**, Noriega-Crespo, A., Carey, S.J., Paladini, R., Marleau, F. R., Shenoy, S., Kraemer, K. E., Kuchar, T., Mizuno, D. R. & Padgett, D. L., 2007, ApJ Letter
- "Inversion algorithms for the 160 μm imaging photometer for Spitzer"
 Rodet, T., Boulanger, F., **Flagey, N.**, Miville-Deschênes, M.A., Abergel, A., 2007, in prep.

C.2 Publications suite à des conférences

- "IRAC colors and PAH properties of the Galactic diffuse emission"
 The Spitzer Space Telescope : new views of the cosmos, Pasadena, CA, 9-12 Novembre 2004, édité par L. Armus & W.T. Reach
- "IRAC and CVF insights on the origin of the near to mid-IR Galactic diffuse emission"
Flagey N. & Boulanger F., 2005, Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique, Strasbourg

C.3 Conférences

- "IRAC colors and PAH properties of the Galactic diffuse emission"
 The Spitzer Space Telescope : new views of the cosmos, Pasadena, CA, 9-12 Novembre 2004
- "IRAC colors and Mid-IR spectroscopy of the diffuse Galactic emission : PAHs in the diffuse ISM"
 Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A), Strasbourg, 27 Juin - 1 Juillet 2005
- "IRAC and CVF insights on the origin of the near to mid-IR Galactic diffuse emission"
 Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A), Paris, 26-30 Juin 2006
- "The Crumbling Pillars of Creation", conférence de presse, session supernovae, 209^e meeting de l'AAS (*American Astronomical Society*), 8 Janvier 2007, Seattle, WA

C.4 Posters

- "IRAC colors and PAH properties of the Galactic diffuse emission"
 Colloque du Programme National PCMI (Physico-Chimie du Milieu Interstellaire), Gé-

rardmer, 13-16 Septembre 2004

- "IRAC and CVF insights on the origin of the near to mid-IR Galactic diffuse emission"
The Spitzer Science Center 2005 Conference : Infrared Diagnostics of Galaxy Evolution,
Pasadena, CA, 14-16 Novembre 2005
- "Dusty Sculptures in the MIPS GAL Survey"
209^e meeting de l'AAS (*American Astronomical Society*) 5-10 Janvier 2007, Seattle, WA

C.5 Séjour

- Bourse d'accueil du "Visiting Graduate Student Program", Spitzer Science Center, Pasadena, CA, Août 2006-Février 2007

C.6 Récompense

- Chambliss Astronomy Achievement Student Award, Honorable Mention, 209^e meeting de l'AAS (*American Astronomical Society*) 5-10 Janvier 2007, Seattle, WA

C.7 Articles de vulgarisation

- "Une supernova dans un berceau d'étoiles"
par Philippe Henarejos, Ciel & Espace, Février 2007
- "Piliers de la Création : ils ont livré leur secret"
par Valérie Greffoz, Science & Vie, Mars 2007

Bibliographie

- Abergel, A., Boulanger, F., Mizuno, A., & Fukui, Y. 1994, *ApJ*, 423, L59
- Allamandola, L. J., Bregman, J. D., Sandford, S. A., et al. 1989, *ApJ*, 345, L59
- Allamandola, L. J., Greenberg, J. M., & Norman, C. A. 1979, *A&A*, 77, 66
- Allamandola, L. J. & Norman, C. A. 1978, *A&A*, 63, L23
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. 1985, *ApJ*, 290, L25
- Allen, L. E., Burton, M. G., Ryder, S. D., Ashley, M. C. B., & Storey, J. W. V. 1999, *MNRAS*, 304, 98
- Allen, M. & Robinson, G. W. 1975, *ApJ*, 195, 81
- Altenhoff, W. J., Downes, D., Pauls, T., & Schraml, J. 1979, *A&AS*, 35, 23
- An, J. H. & Sellgren, K. 2003, *ApJ*, 599, 312
- Arendt, R. G., Odegard, N., Weiland, J. L., et al. 1998, *ApJ*, 508, 74
- Asvarov, A. I. 2006, *A&A*, 459, 519
- Bakes, E. L. O., Tielens, A. G. G. M., & Bauschlicher, C. W. 2001a, *ApJ*, 556, 501
- Bakes, E. L. O., Tielens, A. G. G. M., Bauschlicher, C. W., Hudgins, D. M., & Allamandola, L. J. 2001b, *ApJ*, 560, 261
- Beckert, T., Duschl, W. J., & Mezger, P. G. 2000, *A&A*, 356, 1149
- Belikov, A. N., Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., & Schilbach, E. 1999, *A&AS*, 134, 525
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. 2003, *PASP*, 115, 953
- Bergin, E. A., Neufeld, D. A., & Melnick, G. J. 1999, *ApJ*, 510, L145
- Berkhuijsen, E. M. 1986, *A&A*, 166, 257
- Biermann, P. & Harwit, M. 1980, *ApJ*, 241, L105

- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Bonatto, C., Santos, Jr., J. F. C., & Bica, E. 2006, *A&A*, 445, 567
- Boulanger, F., Boissel, P., Cesarsky, D., & Ryter, C. 1998, *A&A*, 339, 194
- Boulanger, F., Lorente, R., Miville Deschênes, M. A., et al. 2005, *A&A*, 436, 1151
- Boulanger, F. & Perault, M. 1988, *ApJ*, 330, 964
- Cambrésy, L., Beichman, C. A., Jarrett, T. H., & Cutri, R. M. 2002, *AJ*, 123, 2559
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Carey, S. J., Noriega-Crespo, A., Price, S. D., et al. 2005, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1252–+
- Chini, R. & Wargau, W. F. 1990, *A&A*, 227, 213
- Churchwell, E., Povich, M. S., Allen, D., et al. 2006, *ApJ*, 649, 759
- Compiègne, M. 2007, PhD thesis, Universit  Paris-Sud 11
- Courtes, G., Cruvellier, P., & Pottasch, S. R. 1962, *Publications of the Observatoire Haute-Provence*, 6
- de Oliveira-Costa, A., Kogut, A., Devlin, M. J., et al. 1997, *ApJ*, 482, L17+
- Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Dickinson, C., Davies, R. D., & Davis, R. J. 2003, *MNRAS*, 341, 369
- Draine, B. T. 1988, *ApJ*, 333, 848
- Draine, B. T. 2003, *Astrophysics of Dust in Cold Clouds*
- Draine, B. T. & Lazarian, A. 1998, *ApJ*, 508, 157
- Draine, B. T. & Li, A. 2001, *ApJ*, 551, 807
- Draine, B. T. & Li, A. 2007, *ApJ*, 657, 810
- Duley, W. W. & Williams, D. A. 1981, *MNRAS*, 196, 269
- Dwek, E. 1986, *ApJ*, 302, 363
- Dwek, E. 1987, *ApJ*, 322, 812
- Dwek, E., Arendt, R. G., Fixsen, D. J., et al. 1997, *ApJ*, 475, 565
- Dwek, E., Foster, S. M., & Vancura, O. 1996, *ApJ*, 457, 244

-
- Dwek, E., Sellgren, K., Soifer, B. T., & Werner, M. W. 1980, *ApJ*, 238, 140
- Einstein, A. 1905, *Annalen der Physik*, 322, 132
- Elliott, K. H. & Meaburn, J. 1975, *MNRAS*, 170, 237
- Elliott, K. H., Meaburn, J., & Terrett, D. L. 1978, *A&A*, 70, 241
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Escalante, V. 1998, *MNRAS*, 295, 401
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 10
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, *ApJ*, 155, L149+
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 1986, *ApJ*, 307, 286
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 1988, *ApJ*, 328, 734
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 1990, *ApJS*, 72, 163
- Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L., et al. 2006, *A&A*, 453, 969
- Forrest, W. J., Merrill, K. M., Russell, R. W., & Soifer, B. T. 1975, *ApJ*, 199, L181
- Gatley, I., Becklin, E. E., Sellgren, K., & Werner, M. W. 1979, *ApJ*, 233, 575
- Giard, M., Lamarre, J. M., Pajot, F., & Serra, G. 1994, *A&A*, 286, 203
- Giard, M., Serra, G., Caux, E., Pajot, F., & Lamarre, J. M. 1988, *A&A*, 201, L1
- Gillett, F. C., Forrest, W. J., & Merrill, K. M. 1973, *ApJ*, 183, 87
- Gordon, K. D., Witt, A. N., & Friedmann, B. C. 1998, *ApJ*, 498, 522
- Güdel, M., Briggs, K. R., Arzner, K., et al. 2007, *A&A*, 468, 353
- Haffner, L. M., Reynolds, R. J., Tufte, S. L., et al. 2003, *ApJS*, 149, 405
- Harju, J., Winnberg, A., & Wouterloot, J. G. A. 2000, *A&A*, 353, 1065
- Hartmann, J. 1904, *ApJ*, 19, 268
- Hayakawa, H. & Hayakawa, S. 1988, *PASJ*, 40, 341
- Hecht, J. H. 1986, *ApJ*, 305, 817
- Hertz, H. 1887, *Annalen der Physik*, 267, 983
- Hester, J. J., Scowen, P. A., Sankrit, R., et al. 1996, *AJ*, 111, 2349
- Higgs, L. A., Doherty, L. H., MacLeod, J. M., & Terzian, Y. 1979, *AJ*, 84, 77

- Hillenbrand, L. A., Massey, P., Strom, S. E., & Merrill, K. M. 1993, *AJ*, 106, 1906
- Hines, D. C., Rieke, G. H., Gordon, K. D., et al. 2004, *ApJS*, 154, 290
- Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 18
- Hudgins, D. M., Bauschlicher, Jr., C. W., & Allamandola, L. J. 2005, *ApJ*, 632, 316
- Hummer, D. G. & Storey, P. J. 1987, *MNRAS*, 224, 801
- Indebetouw, R., Mathis, J. S., Babler, B. L., et al. 2005, *ApJ*, 619, 931
- Joblin, C., Leger, A., & Martin, P. 1992, *ApJ*, 393, L79
- Jones, A. P. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 309, *Astrophysics of Dust*, ed. A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, 347–+
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., Hollenbach, D. J., & McKee, C. F. 1994, *ApJ*, 433, 797
- Jones, A. P. & Williams, D. A. 1984, *MNRAS*, 209, 955
- Kelsall, T., Weiland, J. L., Franz, B. A., et al. 1998, *ApJ*, 508, 44
- Kenyon, S. J., Dobrzycka, D., & Hartmann, L. 1994, *AJ*, 108, 1872
- Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Roeser, S., Schilbach, E., & Scholz, R.-D. 2005a, *VizieR Online Data Catalog*, 343, 81163
- Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Röser, S., Schilbach, E., & Scholz, R.-D. 2005b, *A&A*, 438, 1163
- Kim, S.-H., Martin, P. G., & Hendry, P. D. 1994, *ApJ*, 422, 164
- Knacke, R. F. 1977, *Nature*, 269, 132
- Kogut, A., Banday, A. J., Bennett, C. L., et al. 1996, *ApJ*, 460, 1
- Koo, B.-C., Kang, J.-h., & Salter, C. J. 2006, *ApJ*, 643, L49
- Langer, W. D., Wilson, R. W., Goldsmith, P. F., & Beichman, C. A. 1989, *ApJ*, 337, 355
- Le Page, V., Snow, T. P., & Bierbaum, V. M. 2001, *ApJS*, 132, 233
- Leger, A. & Puget, J. L. 1984, *A&A*, 137, L5
- Leitch, E. M., Readhead, A. C. S., Pearson, T. J., & Myers, S. T. 1997, *ApJ*, 486, L23+
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 3
- Li, A. 2004a, in *ASP Conf. Ser. 309 : Astrophysics of Dust*, ed. A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, 417–+

-
- Li, A. 2004b, in *Penetrating Bars Through Masks of Cosmic Dust*, ed. D. L. Block, I. Puerari, K. C. Freeman, R. Groess, & E. K. Block, 535–+
- Li, A. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 554, 778
- Li, A. & Draine, B. T. 2002a, *ApJ*, 564, 803
- Li, A. & Draine, B. T. 2002b, *ApJ*, 572, 232
- Li, A. & Greenberg, J. M. 1997, *A&A*, 323, 566
- Linsky, J. L., Gagné, M., Mytyk, A., McCaughrean, M., & Andersen, M. 2007, *ApJ*, 654, 347
- Low, F. J., Young, E., Beintema, D. A., et al. 1984, *ApJ*, 278, L19
- Lu, N. 2004, *ApJS*, 154, 286
- Lu, N., Helou, G., Werner, M. W., et al. 2003, *ApJ*, 588, 199
- Maezawa, H., Ikeda, M., Ito, T., et al. 1999, *ApJ*, 524, L129
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Mathis, J. S. & Whiffen, G. 1989, *ApJ*, 341, 808
- Mavromatakis, F., Boumis, P., Xilouris, E., Papamastorakis, J., & Alikakos, J. 2005, *A&A*, 435, 141
- McCaughrean, M. J. & Andersen, M. 2002, *A&A*, 389, 513
- McKee, C. F. & Cowie, L. L. 1975, *ApJ*, 195, 715
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- Meny, C., Gromov, V., Boudet, N., et al. 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Merrill, K. M. 1977, *NASA STI/Recon Technical Report N*, 78, 21023
- Merrill, R. M., Soifer, B. T., & Russell, R. W. 1975, *ApJ*, 200, L37+
- Miville-Deschênes, M.-A., Boulanger, F., Reach, W. T., & Noriega-Crespo, A. 2005, *ApJ*, 631, L57
- Miville-Deschênes, M.-A. & Lagache, G. 2005, *ApJS*, 157, 302
- Monier, R. 2005, *A&A*, 442, 563
- Moutou, C., Verstraete, L., Léger, A., Sellgren, K., & Schmidt, W. 2000, *A&A*, 354, L17
- Murakami, H., Bock, J., Freund, M. M., et al. 1994, *ApJ*, 428, 354

- Padgett, D., Fukagawa, M., Rebull, L., et al. 2006, in American Astronomical Society Meeting Abstracts
- Padoan, P., Cambrésy, L., & Langer, W. 2002, *ApJ*, 580, L57
- Peeters, E., Hony, S., Van Kerckhoven, C., et al. 2002, *A&A*, 390, 1089
- Pilbratt, G. L., Altieri, B., Blommaert, J. A. D. L., et al. 1998, *A&A*, 333, L9
- Puget, J. L., Leger, A., & Boulanger, F. 1985, *A&A*, 142, L19
- Rapacioli, M., Joblin, C., & Boissel, P. 2005, *A&A*, 429, 193
- Reynolds, R. J. 1992, *ApJ*, 392, L35
- Richter, P., Wakker, B. P., Savage, B. D., & Sembach, K. R. 2003, *ApJ*, 586, 230
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, *ApJS*, 154, 25
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001, *A&A*, 372, 427
- Russell, R. W., Soifer, B. T., & Willner, S. P. 1977, *ApJ*, 217, L149
- Sakon, I., Onaka, T., Ishihara, D., et al. 2004, *ApJ*, 609, 203
- Savage, B. D. & Mathis, J. S. 1979, *ARA&A*, 17, 73
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Schmidt, G. D., Cohen, M., & Margon, B. 1980, *ApJ*, 239, L133
- Sellgren, K. 1984, *ApJ*, 277, 623
- Sellgren, K., Allamandola, L. J., Bregman, J. D., Werner, M. W., & Wooden, D. H. 1985, *ApJ*, 299, 416
- Sellgren, K., Uchida, K. I., & Werner, M. W. 2007, *ApJ*, 659, 1338
- Sellgren, K., Werner, M. W., & Allamandola, L. J. 1996, *ApJS*, 102, 369
- Sellgren, K., Werner, M. W., & Dinerstein, H. L. 1983, *ApJ*, 271, L13
- Smith, J. D. T., Draine, B. T., Dale, D. A., et al. 2007, *ApJ*, 656, 770
- Sodroski, T. J., Odegard, N., Arendt, R. G., et al. 1997, *ApJ*, 480, 173
- Spitzer, L. J. 1956, *ApJ*, 124, 20
- Stanimirovi  , S., Bolatto, A. D., Sandstrom, K., et al. 2005, *ApJ*, 632, L103

-
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 2003, *A&A*, 398, 551
- Sunada, K. & Kitamura, Y. 1999, in *Interstellar Turbulence*, ed. J. Franco & A. Carraminana, 208–+
- Tanaka, M., Matsumoto, T., Murakami, H., et al. 1996, *PASJ*, 48, L53
- Townsley, L. K., Feigelson, E. D., Montmerle, T., et al. 2003, *ApJ*, 593, 874
- Urquhart, J. S., White, G. J., Pilbratt, G. L., & Fridlund, C. V. M. 2003, *A&A*, 409, 193
- Van Dienenhoven, B., Peeters, E., Van Kerckhoven, C., et al. 2004, *ApJ*, 611, 928
- Van Kerckhoven, C., Honny, S., Peeters, E., et al. 2000, *A&A*, 357, 1013
- Vázquez, G. A. & Leitherer, C. 2005, *ApJ*, 621, 695
- Verstraete, L. 2001, *Petits grains et physico-chimie du milieu interstellaire : l'apport d'ISO*, Mémoire présenté pour obtenir le Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches
- Verstraete, L., Pech, C., Moutou, C., et al. 2001, *A&A*, 372, 981
- Verstraete, L., Puget, J. L., Falgarone, E., et al. 1996, *A&A*, 315, L337
- Watson, W. D. 1972, *ApJ*, 176, 103
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001a, *ApJ*, 548, 296
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001b, *ApJ*, 563, 842
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001c, *ApJS*, 134, 263
- Werner, M. W., Gatley, I., Becklin, E. E., et al. 1976, *ApJ*, 204, 420
- Werner, M. W., Uchida, K. I., Sellgren, K., et al. 2004, *ApJS*, 154, 309
- White, G. J., Nelson, R. P., Holland, W. S., et al. 1999, *A&A*, 342, 233
- Willner, S. P. & Nelson-Patel, K. 2002, *ApJ*, 568, 679
- Willner, S. P., Puetter, R. C., Russell, R. W., & Soifer, B. T. 1979, *Ap&SS*, 65, 95
- Witt, A. N. 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 10299
- Witt, A. N., Gordon, K. D., Vijh, U. P., et al. 2006, *ApJ*, 636, 303
- Wood, D. O. S. & Churchwell, E. 1989, *ApJ*, 340, 265
- Yorke, H. W., Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., & Rozyczka, M. 1989, *A&A*, 216, 207
- Ysard, N. & Verstraete, L. 2007, *A&A*, soumis
- Zubko, V., Dwek, E., & Arendt, R. G. 2004, *ApJS*, 152, 211

Table des figures

1.1	Représentation schématique de la structure du milieu interstellaire. Les phases les plus chaudes et ténues entourent les phases les plus froides et denses. La température, la densité et la fraction d'hydrogène ionisé sont indiquées. D'après McKee & Ostriker (1977)	9
2.1	Exemples de fonctions de luminosité en bande J, H et K _s déduites d'observations 2MASS sur la Nébuleuse "Amérique du Nord". D'après Cambrésy et al. (2002). .	16
2.2	Fluctuations en température de grains de différentes tailles au cours d'une journée dans un champ de rayonnement interstellaire standard. D'après Draine (2003). . .	19
2.3	Spectre de NGC7027 résultant de la combinaison de données au sol et en ballon et sur lequel apparaissent les bandes aromatiques ainsi que des raies du gaz. D'après Russell et al. (1977).	21
2.4	Trois exemples de PAHs terrestres simples : le naphtalène, l'anthracène et le phénanthrène.	24
2.5	Représentation schématique des différents types de liaison C-H en fonction de l'environnement du cycle aromatique qui les porte.	24
2.6	Distribution de probabilité en température de PAHs en fonction de leur taille dans deux champs de rayonnement interstellaire différents. D'après Draine & Li (2007). .	25
2.7	Cycle de vie de la poussière dans le milieu interstellaire. D'après Jones (2004). . .	30
3.1	Modèle originel de Désert et al. (1990).	40
3.2	Cartes de poids des PAHs cations (gauche) et neutres (droite) pour la nébuleuse par réflexion NGC7023. L'étoile illuminatrice est au centre. Les régions noires sont celles de faible intensité, celles en blanc sont celles de forte intensité. Les contours sont ceux de l'intensité de la bande à 3.3 μm déduite de la différence pondérée entre les cartes IRAC 3.6 et IRAC 4.5 (voir Éq. 3.1). Les contours très resserrés sont dus à la présence de sources ponctuelles.	42
4.1	Transmission de l'atmosphère des longueurs d'onde gamma aux longueurs d'onde radio. Dans le domaine infrarouge, seules d'étroites fenêtres sont observables depuis le sol.	46

4.2	Vue d'artiste du Télescope Spatial Spitzer suivant la Terre sur une orbite héliocentrique.	46
4.3	Maquette éclatée du Télescope Spatial Spitzer vue au Jet Propulsion Laboratory.	47
4.4	Plan focal du Télescope Spatial Spitzer et répartition des différents détecteurs sur celui-ci.	47
4.5	Taille réelle et apparente des différents détecteurs du Télescope Spatial Spitzer.	48
4.6	Pouvoir de résolution spectrale des différents détecteurs du Télescope Spatial Spitzer.	48
4.7	Réponse spectrale des quatre canaux de la caméra IRAC superposée à un spectre d'émission de la poussière issu du modèle.	49
4.8	Réponse spectrale des trois canaux de la caméra MIPS superposée à un spectre d'émission de la poussière issu du modèle.	49
4.9	Résumé des caractéristiques des modules de IRS. Les fentes ne sont pas parallèles sur le plan focal.	50
4.10	Maquette éclatée du satellite IRAS vue au Jet Propulsion Laboratory.	54
2.1	Observations GLIMPSE du champ centré sur la longitude galactique 27.5° et qui contient notre ligne de visée principale ISOCAM/CVF. Ce champ couvre 1.5° de part et d'autre du plan galactique, pour une largeur de $20'$. Le code couleur est le suivant : IRAC 8.0 (rouge), IRAC 5.8 (vert), IRAC 3.6 (bleu). Le recouvrement des différents canaux n'est que partiel étant donnée la disposition et l'utilisation des détecteurs IRAC (voir section 4.1.2 page 48).	64
2.2	Observations GFLS du champ centré sur les coordonnées galactiques $(l,b) = (105.6,+4)$. Ce champ couvre 1° par $15'$. Le code couleur est le suivant : IRAC 8.0 (rouge), IRAC 5.8 (vert), IRAC 3.6 (bleu). L'effet d'un gradient à grande échelle est nettement visible : le côté gauche de l'image est plus vert que le côté droit.	64
2.3	Spectre ISOCAM/CVF de la ligne de visée principale centrée sur les coordonnées galactiques $(l,b) = (26.8,+0.8)$	65
2.4	Spectres ISOCAM/CVF des lignes de visée centrée sur les coordonnées galactiques $(l,b) = (30.0,+3)$, $(34.1,+13.4)$ et $(299.7,-16.3)$. Les barres verticales représentent les barres d'erreurs (voir détail dans le texte).	65
2.5	Spectre total de l'émission libre-libre et libre-lié pour une température électronique de 7000 K et normalisé à 5 GHz. La contribution de l'émission libre-libre est donnée en tirets. D'après Beckert et al. (2000).	69
3.1	Spectre ISOCAM/CVF de la ligne de visée principale, centrée sur les coordonnées galactiques $(l,b) = (26.8,+0.8)$, complété par les couleurs des observations IRAC (diamants). L'extension du spectre en-deçà de $5 \mu\text{m}$ (tirets) est contrainte par ces valeurs ainsi que celle des observations AROME et IRTS.	75

4.1	Variations des propriétés des PAHs en fonction de leur état de charge (a) ou de leur taille (b) telles qu'elles sont modélisées par Draine et ses collaborateurs.	79
4.2	Variations des deux diagnostics spectroscopiques utilisés pour contraindre les propriétés des PAHs observés en fonction de la taille moyenne de la distribution des PAHs et du paramètre d'ionisation $G\sqrt{T}/n_e$. $R_{3.6/8.0,feat}$ est en trait continu et $R_{7.7/11.3}$ est en tirets.	80
4.3	Données sur le meilleur ajustement de nos observations.	82
4.4	Spectre complet du meilleur ajustement obtenu (trait continu et étoiles). Les données sont en tirets épais et diamants. La contribution des PAHs neutres apparaît en tiret-point, celle des PAHs cations en tirets et le continuum en "tiret-3 points".	83
4.5	Spectre de référence complet du milieu diffus galactique. Les données (diamants) et les valeurs données par le modèle (croix) pour les bandes photométriques IRAC, IRIS et DIRBE sont superposées au spectre ISOCAM/CVF étendu (ligne continue) et à l'ajustement par le modèle (tiret). L'ensemble est normalisé à IRAC 8 μm	86
2.1	Agrandissement d'une observation MIPS 160 microns du TMC telle qu'elle est fournie par l'archive officielle et qui fait apparaître les défauts inhérents au détecteur.	104
2.2	Schéma représentant la chaîne d'acquisition des données.	105
2.3	Données DIRBE sur le Nuage Moléculaire du Taureau. Les intensités sont en MJy/sr.	106
2.4	Comparaison entre la carte MIPS 160 μm produite par l'algorithme (en unités instrumentales) et la carte déduite de l'ajustement des données DIRBE (en unités astronomiques).	107
2.5	Carte complète MIPS 160 microns reconstruite grâce à l'algorithme d'inversion et calibrée grâce aux données DIRBE. Les unités sont des MJy/sr.	108
2.6	Observations IRIS à proximité du TMC sur lesquelles les bandes de lumière zodiacale sont nettement visibles. Les cartes sont présentées en coordonnées écliptiques pour mieux mettre ces bandes en évidence.	109
2.7	Observations MIPS à 24 μm du TMC avant correction de la lumière zodiacale. La carte est présentée en coordonnées écliptiques pour mieux mettre la bande zodiacale en évidence.	110
2.8	Observations Spitzer du TMC après correction de la lumière zodiacale.	112
3.1	Comparaison de l'émission infrarouge dans le Nuage Moléculaire du Taureau à 8 et 24 μm à la résolution IRIS 100 μm (4.3 ').	115
3.2	Comparaison de l'émission infrarouge dans le Nuage Moléculaire du Taureau à 60, 100 et 160 μm à la résolution IRIS 100 μm (4.3 ').	116
3.3	Graphes de corrélation pixel à pixel entre les cartes de l'émission infrarouge à la résolution IRIS 100 μm (4.3 ').	117

3.4	Graphes de corrélation pixel à pixel entre l'émission dans le canal IRIS à 60 μm et celle dans le canal IRIS à 100 μm	117
3.5	Graphes de corrélation pixel à pixel entre l'émission dans le canal IRIS à 100 μm et celle dans le canal MIPS à 160 μm	118
3.6	Comparaison entre la SED du milieu diffus galactique et celle de l'émission étendue du TMC. Le point de normalisation est à 100 μm	119
3.7	Cartes de la température des BGs déduite du rapport 100/160, à la résolution IRIS 100 μm (4.3 ').	120
3.8	Graphe de corrélation pixel à pixel entre l'émission dans le canal MIPS à 160 μm et la température de la poussière déduite du rapport 100/160.	120
3.9	Comparaison entre l'émission du gaz et celle des poussières à 160 μm	121
4.1	Carte de l'extinction visuelle, en magnitude, dans le Nuage Moléculaire du Taureau et contour de la carte MIPS à 160 μm . D'après Padoan et al. (2002).	124
4.2	Comparaison entre l'extinction visuelle et l'émission infrarouge à 160 μm	125
4.3	Graphe de corrélation pixel à pixel entre l'extinction visuelle et l'émission infrarouge à 160 μm	126
4.4	Modélisation très schématique d'un nuage moléculaire.	126
4.5	Graphes de corrélation pixel à pixel entre l'émission infrarouge et l'extinction visuelle au-delà de 60 μm . La courbe en rouge représente la prédiction du modèle.	127
4.6	Graphes de corrélation pixel à pixel entre l'émission infrarouge et l'extinction visuelle en-deçà de 24 μm . La courbe en rouge représente la prédiction du modèle.	129
4.7	Modélisation schématique d'un nuage moléculaire avec existence des PAHs et VSGs uniquement dans une couche superficielle.	130
1.1	Observation de la Nébuleuse de l'Aigle en optique (Don et Elizabeth van Akker, Victoria Centre, National Royal Astronomical Society of Canada) avec les contours de la forme stylisée d'un aigle. Les Piliers de la Création et l'amas NGC6611 sont clairement visibles.	137
1.2	Les Piliers de la Création vus par la caméra WFPC-2 du Télescope Spatial Hubble en avril 1995. Cette image est la combinaison de trois filtres sur les raies de [S II] (rouge), $\text{H}\alpha$ (vert) et [O III] (bleu).	138
1.3	Les Piliers de la Création vus par le VLT dans l'infrarouge proche en bandes Js (1.24 μm , bleu), H (1.65 μm , vert) et Ks (2.16 μm , rouge).	138
2.1	Données ISOCAM/CVF centrées sur les Piliers de la Création. Les trois images représentent le flux mesuré par ISO à trois longueurs d'onde caractéristiques. Les structures nommées "tête", "épaule" et "blob" sont indiquées.	143
2.2	Données ISOCAM/CVF centrées sur les Piliers de la Création. Les trois spectres sont ceux relevés par ISO à trois positions particulières. Une position "OFF" voisine de chaque position "ON" a été soustraite.	144

2.3	Coquille visible à l'intérieur de la Nébuleuse de l'Aigle sur les données MIPS à 24 μm	145
2.4	Bulle visible autour des Piliers de la Création sur les données ISO LW à 15 μm et MIPS à 24 μm	145
2.5	Illustration de l'estimation du flux reçu par un pixel de la matrice MIPS 24 μm . Les croix représentent les différents relevés au cours du temps, la "pente" est donnée par l'ajustement par une droite (tirets) et la "première différence" est l'écart entre les point 3 et 2.	146
2.6	Données MIPS 24 de la Nébuleuse de l'Aigle : flux donné par la carte en fin de chaîne de traitement en fonction du flux "première différence". Le remplacement de la valeur "pente" devrait être effectué à partir 600 MJy/sr mais ne l'est qu'au-delà de 950 MJy/sr.	147
2.7	Mise en évidence de la saturation des rampes MIPS 24 μm et modélisation simple de cet effet.	147
2.8	150
2.9	150
2.10	151
2.11	151
2.12	152
2.13	152
2.14	153
2.15	153
2.16	154
2.17	154
2.18	155
2.19	155
2.20	156
2.21	156
2.22	À <i>gauche</i> : combinaison en fausses couleurs des quatres canaux IRAC (3.6 en bleu, 4.5 en vert, 5.8 en orange et 8.0 en rouge). <i>Au centre</i> : observation MIPS 24 μm en fausse couleur. À <i>droite</i> : combinaison en fausses couleurs de deux canaux IRAC et des deux canaux MIPS (4.5+8.0 en bleu, 24 en vert, 70 en rouge)	157
2.23	Images en fausses couleurs de la Nébuleuse de l'Aigle vue par Spitzer.	158
3.1	Distribution spectrale d'énergie des Piliers de la Création, combinant données spectroscopiques et photométriques. L'ensemble est normalisé à 24 μm . Les incertitudes sur les points photométriques sont données par les barres d'erreur. Les incertitudes sur le spectre sont données par les spectres en tirets.	161
3.2	Distributions spectrales d'énergie de la coquille combinant toutes les données photométriques à ma disposition et normalisées à 24 μm	162

3.3	Bulle d'un reste de supernova (à gauche) qui apparaît sur les données MIPS GAL à 24 μm à proximité du nuage sombre du "Serpent" (en haut) et de la bulle N2 de Churchwell et al. (2006) (à droite). Le code de couleur est le suivant : IRAC 3.6 μm en bleu, IRAC 8 μm en vert et MIPS 24 μm en rouge.	164
3.4	Évolution du rapport MIPS 24 μm sur MIPS 70 μm en fonction du champ de rayonnement (en unité de Habing). Les courbes rouges concernent la région H II et les courbes noires la région PDR, pour les A_V qui sont indiqués. Les mesures du rapport 24/70 pour 3 bulles sont indiquées en vert (N2), orange (N64) et bleu (N107), en tirets pour la région PDR et en continu pour la région H II.	166
4.1	Évolution prévue par le modèle de poussières du rapport MIPS24/MIPS70 en fonction du champ de rayonnement, pour des VSGs seuls, des BGs seuls ou un mélange BGs+VSGs dans les proportions de référence.	172
4.2	Ajustement de la SED du blob de Pilbratt par le modèle avec un champ de rayonnement dont l'intensité correspond à celle requise pour justifier le rapport 24/70 du blob de Pilbratt. La totalité de l'émission est bien reproduite par la composante VSG du modèle. La composante PAH est faible. La composante BG est inexistante.	173
5.1	RCW86, reste de la supernova SN185 vu par XMM et Chandra.	181
5.2	Reste de la supernova SN1006 vu par Chandra.	181
5.3	Reste de la supernova SN1054, également appelé Nébuleuse du Crabe ou M1, vu par Chandra (bleu clair), Hubble (bleu foncé et vert) et Spitzer (rouge).	182
5.4	Reste de la supernova de Tycho SN1575 vu par Chandra.	182
5.5	Reste de la supernova de Képler SN1604, vu par le satellite Chandra.	183
5.6	Reste de la supernova non datée Cassiopeia A, vu par Chandra (bleu et vert), Hubble (jaune) et Spitzer (rouge).	183
5.7	Fonctions de refroidissement du gaz via les collisions gaz-grains (a,b,c,d : pour différentes compositions de grains) et via les processus atomiques (e). D'après Dwek (1987).	184
5.8	Diagramme qui représente le flux radio à 1 GHz de 158 candidats SNRs en fonction de leur diamètre. Différentes évolutions théoriques prévues par un modèle sont également tracées. D'après Asvarov (2006).	190
5.9	Spectre des données WHAM centré sur la Nébuleuse de l'Aigle dont on a soustrait la moyenne des 6 plus proches voisins (<i>histogramme</i>) et ajustement (<i>trait continu rouge</i>) par une ou plusieurs composantes gaussiennes (<i>tirets verts</i>).	191
6.1	Piliers de la Création vus par le Télescope Spatial Hubble.	196
6.2	Structures de gaz et de poussières similaires par certains aspects aux Piliers de la Création.	197
6.3	Interaction entre l'onde de choc d'une supernova et un nuage moléculaire. D'après McKee & Cowie (1975).	198

Liste des tableaux

1.1	Les différentes phases du milieu interstellaire ainsi que leurs caractéristiques principales. La dernière colonne montre l'état dans lequel se trouve majoritairement l'hydrogène.	6
1.2	Abondances totales, gazeuses et solides, en particules par millions d'atomes d'hydrogène (d'après Zubko et al. 2004, et références incluses).	10
2.1	Principales bandes infrarouges et liaisons associées dans les hydrocarbures polycycliques aromatiques.	23
3.1	Paramètres du modèle. Abondance donnée en masse, relativement à l'hydrogène. α est l'exposant de la distribution de taille entre a_{min} et a_{max} . ρ est la densité de masse. β est l'albedo maximum.	38
3.2	Paramètres du modèle mis à jour par Mathieu Compiègne dans sa thèse de doctorat.	42
3.3	Amplitudes et mi-largeurs des sections efficaces pour les PAHs neutres et cations, normalisées aux valeurs pour la bande à $3.3 \mu m$	43
2.1	Bruit statistique relevé sur chacune des cartes à haute latitude (l,b) = (105.6, +32), en MJy/sr	67
2.2	Extinction relative A_λ/A_K et épaisseur optique τ_λ dans les quatre canaux IRAC. D'après Indebetouw et al. (2005).	68
2.3	Couleurs IRAC de l'émission diffuse galactique mesurée sur les champs du GFLS et de GLIMPSE (R_{λ_i/λ_j}). Les mesures résultant des observations DIRBE ont été converties et celles déduites du modèle de Draine ont été reportées. La contribution de la bande à $3.3 \mu m$ et celle du continuum sous-jacent sont données par $R_{3.6/8.0,feat}$ et $R_{3.6/8.0,cont}$ respectivement. La taille moyenne des PAHs que l'on déduit du modèle est donnée par la dernière colonne.	71
3.1	Facteurs de conversion entre les canaux DIRBE et les canaux IRAC déduits de notre spectre de référence.	76

4.1	Paramètres de sorties du modèle pour le meilleur ajustement. Les incertitudes résultent des dispersions aléatoire et systématique qui contribuent chacune pour moitié à l'incertitude totale.	81
4.2	Rapports $R_{7.7/11.3}$ mesurés sur les lignes de visée ISOCAM/CVF et d'après Sakon et al. (2004).	84
4.3	Valeurs mesurées pour la SED complète du milieu diffus galactique. Les observations sont normalisées par rapport au flux dans le canal IRAC 8 μm	85
4.4	Paramètres du modèle pour l'ajustement de la SED complète du milieu diffus galactique.	86
5.1	Comparaison entre lumière diffusée par les poussières et intensité du continuum. .	92
1.1	Caractéristiques principales de la Nébuleuse de l'Aigle.	136
3.1	Valeurs des distributions spectrales d'énergie mesurées dans la Nébuleuse de l'Aigle et normalisées à 24 μm , pour le Blob de Pilbratt, le filament nord-ouest, l'émission diffuse sud-ouest et le pilier principal. Pour l'émission diffuse, seules les mesures au-delà de $\lambda \sim 15 \mu\text{m}$ sont données.	163
3.2	Rapport 24/70, température de couleur correspondante (pour des émissivités en ν et ν^2) et intensité moyenne à 70 μm pour les différentes structures de la Nébuleuse de l'Aigle, plusieurs bulles du relevé Galactique de Churchwell et al. (2006), des régions H II fortement excitées et des restes de supernovae.	168

Résumé

Ma thèse est dédiée aux propriétés et à l'évolution des poussières dans le milieu interstellaire (MIS) Galactique et en particulier aux plus petites tailles de la distribution des grains. Tout au long de ces trois années, de nouvelles observations infrarouges (IR) du télescope spatial Spitzer m'ont permis d'apporter ma propre contribution à la connaissance du cycle de vie des poussières. Afin d'en acquérir une vision la plus globale possible, j'ai étudié trois types d'environnements interstellaires différents : le milieu diffus Galactique, un nuage moléculaire et une région de formation d'étoiles.

J'ai analysé une ligne de visée qui pointe en direction du MIS diffus Galactique, en évitant les régions brillantes de formation d'étoiles. En combinant des données spectroscopiques et photométriques, j'ai construit un spectre Galactique moyen de l'émission de la poussière dans le proche et moyen IR, qui m'a ensuite servi de référence. Les bandes des hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAPs) sont visibles ainsi qu'un continuum. Afin d'interpréter les rapports d'intensité des bandes en termes de taille et d'état d'ionisation des HAPs, j'ai mis à jour notre modèle de poussières, de telle sorte qu'il tienne compte de la dépendance de l'état d'ionisation des HAPs en fonction de leur taille. Le spectre du MIS diffus est ajusté pour une taille moyenne des HAPs de 60 atomes de carbone et pour une fraction de cation de 40%. Des HAPs de taille moléculaire et chargés sont donc présents dans le milieu diffus. Un continuum vers 3-5 μm , originellement détecté dans des nébuleuses par réflexion, est également présent dans l'émission du MIS diffus. Ce continuum explique 70% de l'émission dans le filtre Spitzer/IRAC à 3.6 μm . Son origine demeure inconnue. Je montre qu'il ne s'agit ni de lumière diffusée ni de fluorescence des HAPs puisque ce processus requiert une efficacité de conversion des photons supérieure à 100%.

J'ai utilisé les observations Spitzer pour quantifier les variations spatiales des propriétés des HAPs à travers la Galaxie et sur de petites échelles dans le nuage moléculaire du Taureau. L'analyse d'un échantillon de lignes de visée du MIS diffus Galactique montre que la taille moyenne des HAPs varie de manière significative, de 40 à 80 atomes de carbone, tandis que leur fraction d'ionisation demeure constante dans les barres d'erreur. J'ai également analysé les images Spitzer du nuage moléculaire du Taureau dans l'IR moyen et lointain. Chaque composante de poussières (HAPs, TPGs pour Très Petits Grains et GGs pour Gros Grains) peut être associée à un canal Spitzer (IRAC 8, MIPS 24 et MIPS 160 μm). Une première difficulté était d'obtenir les images de l'émission diffuse de faible brillance pour le nuage complet. J'ai travaillé avec les spécialistes du Centre Spatial Spitzer (CSS) afin de produire les images IRAC 8 μm et MIPS 24 μm . Pour MIPS 160 μm , j'ai utilisé un algorithme d'inversion développé pour supprimer certains effets instrumentaux des données. J'ai validé la photométrie de ces images. Les observations montrent que les HAPs sont seulement présents au sein d'une couche en surface plus fine que celle pénétrée par les photons ultraviolets et que celle où émettent les TPGs. Ces variations ne

peuvent être expliquées par un simple effet d'extinction et révèlent une réelle disparition des HAPs dans le gaz dense où les plus petites particules pourraient se coller sur les plus gros grains et/ou coaguler.

Pendant ma thèse, j'ai postulé à une bourse du CSS dans le but d'étudier la Nébuleuse de l'Aigle (M16), l'objet céleste qui m'a décidé à faire de l'astrophysique, il y a plus de dix ans, lorsque le télescope spatial Hubble a photographié les fameux Piliers de la Création. Ma candidature a été acceptée et j'ai passé six mois au sein de l'équipe scientifique MIPS GAL. Mon objectif était de combiner les données IRAC et MIPS de M16 afin d'analyser les propriétés des grains dans les structures de gaz et de poussières, tout en m'impliquant dans le traitement des données. L'image MIPS à $24\ \mu\text{m}$ révèle une structure en forme de coquille à l'intérieur de la nébuleuse tandis que les piliers sont visibles aux autres longueurs d'onde. M16 est une région de formation d'étoiles massives où l'émission de la poussière est censée être alimentée par le rayonnement des étoiles massives. Cependant, nous montrons que le champ de rayonnement ultraviolet est un ordre de grandeur plus faible que celui requis pour expliquer la température de la poussière dans la coquille. À des fins comparatives, nous avons également analysé plusieurs autres coquilles Galactiques. La Nébuleuse de l'Aigle est particulière dans le sens où elle possède une température de couleur IR lointain inhabituellement élevée. Nous avons envisagé une interprétation selon laquelle la poussière est chauffée par les collisions avec le gaz. Cette interprétation implique que la coquille est un reste de supernova (RSN) d'environ 3000 ans. Si cela était confirmé, le RSN de l'Aigle serait le premier détecté grâce à l'émission de la poussière et au sein d'une pouponnière stellaire. De plus, cela illustrerait l'importance de l'émission infrarouge de la poussière dans l'étude énergétique des RSNs. Dernier point, et non des moindres, la question de la formation et/ou destruction des fameux Piliers de la Création serait (ré)ouverte.

Abstract

My thesis is dedicated to the properties and evolution of the dust in the Galactic interstellar medium (ISM), particularly the small sizes end of the dust size distribution. Throughout these three years, new infrared (IR) observations provided by the Spitzer Space Telescope helped me to bring my own contribution to the knowledge of the dust lifecycle. In order to get a view as global as possible, I have studied three different interstellar environments : the diffuse Galactic medium, a molecular cloud and a star forming region.

I analyzed one line of sight that points towards the diffuse Galactic ISM, away from bright star forming regions. Combining spectroscopic and photometric data, I have built a mean Galactic near to mid IR spectrum of the dust, that I have afterwards used as a reference. The Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs) bands are present on top of a continuum. In order to interpret the band intensity ratios in terms of PAHs size and ionization state, I have updated our dust model so that it takes into account the size dependent ionization state of the PAHs. The diffuse ISM spectrum is fit for a PAH mean size of about 60 carbon atoms and a cation fraction of about 40%. Molecular size and charged PAHs are thus present within the diffuse medium. A 3-5 μm continuum, first detected in reflection nebulae, is observed to be present in the diffuse ISM emission. This continuum accounts for 70% of the emission in the Spitzer/IRAC 3.6 μm filter. Its origin is still unknown. I show that it is neither scattered light nor PAH fluorescence, as this process would require a photon conversion efficiency above 100

I used Spitzer observations to quantify spatial variations of PAHs properties across the galaxy and on small scales within the Taurus molecular cloud. Analysis of a set of Galactic diffuse ISM sight lines show that the PAHs mean size exhibits significant dispersion, from 40 to 80 carbon atoms, while their ionization fraction stays constant within error bars. I have also analyzed mid and far-IR Spitzer images of the Taurus Molecular Cloud. Each dust component (PAHs, VSGs for Very Small Grains and BGs for Big Grains) can be related to one Spitzer channel (IRAC 8, MIPS 24 and MIPS 160 microns). A first difficulty was to obtain images of the low brightness diffuse emission across the entire cloud. I worked with Spitzer Science Center (SSC) experts to produce the IRAC 8 and MIPS 24 images. For the MIPS 160 I used an inversion algorithm developed to destripe the data. I validated the photometry of each image. The observations show that PAHs are present within a surface layer thinner than that penetrated by ultraviolet photons and that of VSGs emission. Such variations cannot be only explained by the extinction and must thus trace real PAH depletion within dense gas where the smallest dust particles may stick on large grains and/or coagulate.

During my PhD thesis, I applied for a SSC Visiting Graduate Student grant in order to study the Eagle Nebula (M16), the object that made me decide to do astrophysics, more than ten years ago, when the Hubble Space Telescope imaged the iconic Pillars of Creation. My application was accepted and I spent 6 months within the MIPSGAL Science Team. My aim was to combine IRAC and MIPS data of M16 in order to analyze the properties of the dust within the dusty and gaseous structures, while being involved in the data processing enhancement. The

MIPS 24 microns image defines a shell-like structure within the nebula while the pillars are observed at other wavelengths. M16 is a massive star forming region where the dust emission is expected to be powered by the massive stars radiation. However, we show that the UV field is one order of magnitude too small to account for the shell dust temperature. For comparison we analyzed several other Galactic shells. The M16 nebula stands out for having unusually high far-IR color temperature. We considered an alternative interpretation where the dust is heated by gas grain collisions. This interpretation would imply that the shell is a supernova remnant (SNR) about 3000 years old. If confirmed, the Eagle SNR would be the first one detected through dust emission and within a stellar cradle. Moreover, it would illustrate the importance of dust infrared emission within energetics of SNRs. At last, but not at least, the question of the formation and/or destruction of the iconic Pillars of Creation would be (re)opened.